



Recherche de résonances $W' \rightarrow tb$ dans le canal lepton plus jets avec le détecteur ATLAS au LHC

Geoffrey Gilles

► To cite this version:

Geoffrey Gilles. Recherche de résonances $W' \rightarrow tb$ dans le canal lepton plus jets avec le détecteur ATLAS au LHC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. <NNT : 2015CLF22576>. <tel-01247247>

HAL Id: tel-01247247

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01247247>

Submitted on 16 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES

THÈSE

en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
Spécialité : PHYSIQUE DES PARTICULES

Présentée par
Geoffrey GILLES

Recherche de résonances $W' \rightarrow t\bar{b}$ dans le canal lepton plus jets avec le détecteur ATLAS au LHC

Soutenue publiquement le 28 mai 2015

devant la commission d'examen constituée de :

<i>Président :</i>	Alain FALVARD	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
<i>Rapporteurs :</i>	Roberto CHIERICI	- CNRS (IPN Lyon)
	Arnaud LUCOTTE	- CNRS (LPSC Grenoble)
<i>Examineurs :</i>	Tancredi CARLI	- CERN
	Aldo DEANDREA	- Université Claude Bernard (IPN Lyon)
	Andreas HOECKER	- CERN
	Laurent VACAVANT	- CNRS (CPPM Marseille)
<i>Directeur de thèse :</i>	Julien DONINI	- Université Blaise Pascal (LPC Clermont-Ferrand)

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies
ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES
FONDAMENTALES

THESIS

to obtain the title of

Ph.D. of Science
Speciality : PARTICLE PHYSICS

Defended by
Geoffrey GILLES

Search for $W' \rightarrow t\bar{b}$ in the lepton plus jets
channel with the ATLAS detector at the
LHC.

Defended on Mai 28th, 2015.

The doctoral committee was composed of :

<i>President :</i>	Alain FALVARD	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
<i>Reviewers :</i>	Roberto CHIERICI	- CNRS (IPN Lyon)
	Arnaud LUCOTTE	- CNRS (LPSC Grenoble)
<i>Examinators :</i>	Tancredi CARLI	- CERN
	Aldo DEANDREA	- Université Claude Bernard (IPN Lyon)
	Andreas HOECKER	- CERN
	Laurent VACAVANT	- CNRS (CPPM Marseille)
<i>Advisor :</i>	Julien DONINI	- Université Blaise Pascal (LPC Clermont-Ferrand)

Remerciements

En premier lieu, j'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Julien Donini, Professeur à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand qui encadra cette thèse. Je le remercie pour la confiance qu'il a sue m'accorder en acceptant que je traite ce sujet ainsi que pour son engagement, sa motivation et son enthousiasme vis-à-vis du travail que nous avons réalisé ensemble durant ces trois ans. Je tiens à souligner ses grandes compétences tant scientifiques que pédagogiques ainsi que ses qualités humaines qui ont fait lui le guide idéal pour cette thèse. Il aura su obtenir le meilleur de moi-même et me transmettre son idéal de la recherche : "*Curiosité, Passion et Travail*". Je souhaite lui témoigner ici mon amitié et le remercier encore pour tout.

Messieurs Roberto Chierici et Arnaud Lucotte, Directeurs de Recherche au CNRS, m'ont fait l'honneur de juger mon travail. Ce document doit beaucoup à l'exigence de leurs remarques et je les remercie de l'intérêt qu'ils lui ont témoigné. Je remercie également Messieurs Tancredi Carli, Physicien au CERN, Aldo Deandrea, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, Andreas Hoecker, Physicien au CERN, et Laurant Vacavant, Directeur de Recherche au CNRS, d'avoir participé à ce jury de thèse. Enfin, je remercie vivement Monsieur Alain Falvard, Directeur de Recherche au CNRS et directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et d'avoir présidé ce jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur Dominique Pallin, Directeur de Recherche au CNRS et responsable du groupe ATLAS de Clermont-Ferrand. Il aura su insuffler un dynamisme et un enthousiasme au sein du groupe ATLAS qui furent essentiels à la réussite de cette thèse. Je souhaite remercier chaleureusement Monsieur François Vazeille, Directeur de Recherche Émérite au CNRS, pour ses encouragements et sa gentillesse. Il aura fait découvrir le CERN à un jeune étudiant de master fasciné par la Physique des Particules. Je le remercie d'avoir partagé avec moi son immense expérience. Je remercie bien sûr plus généralement tous les membres de l'équipe ATLAS de Clermont-Ferrand pour l'aide qu'ils ont pu m'apporter dans mon travail, pour leur gentillesse et leur bonne humeur. Ils auront joué le rôle de famille de substitution durant ces trois ans et je n'oublierai jamais le soutien qu'ils ont pu m'apporter dans les moments où la vie est devenue plus difficile. Encore merci.

Je remercie l'ensemble des membres de la collaboration ATLAS avec lesquels j'ai collaboré durant ces trois ans. Je remercie plus particulièrement Mademoiselle Barbara Alvarez Gonzalez de l'Université d'État du Michigan ainsi que Monsieur Michael Duehrssen, Physicien au CERN, pour nos collaborations étroites dans le cadre des travaux réalisés au cours de cette thèse sur la recherche de bosons W' et le développement de la simulation rapide du détecteur ATLAS.

J'aimerais remercier Messieurs Stéphane Monteil, Jean Orloff et Ziad Ajaltouni, Professeurs à l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, de m'avoir transmis leur passion de la Physique et de la Recherche tout au long de ma formation de jeune physicien ainsi que pour les nombreuses discussions enrichissantes que nous avons eues ensemble. Ils auront contribué indirectement au succès de cette thèse et je souhaite également leur témoigner ici mon amitié.

Enfin, je souhaite remercier mes proches dont la présence et le soutien indéfectible m'auront permis de me dépasser et d'aller au bout de cette expérience. Je remercie plus particulièrement mes parents de m'avoir toujours encouragé dans me choix ainsi que pour tous les sacrifices qu'ils ont consentis afin que je puisse vivre mes passions.

... à mon père qui n'aura pu assister au dénouement de cette aventure.

Table des matières

Introduction	2
I Enjeux fondamentaux	3
1 Le Modèle Standard	5
1.1 Des particules et des interactions	5
1.2 Le Modèle Standard : une théorie des interactions fondamentales	6
1.2.1 Les idées fondatrices	6
1.2.2 Invariance de jauge et formulation d'une interaction	8
1.2.3 Le groupe de Jauge du Modèle Standard	9
1.2.4 Interaction forte et $SU(3)_C$	9
1.2.5 L'unification électrofaible	11
1.2.6 Brisure de la symétrie électrofaible et mécanisme de Brout-Englert-Higgs	13
1.3 Limites du Modèle Standard	16
1.3.1 Un succès expérimental	16
1.3.2 Des questions en suspens	17
1.4 Conclusion	19
2 Une physique au-delà du Modèle Standard	21
2.1 Nouvelles symétries et dimensions supplémentaires	21
2.1.1 Le quark top au cœur de la recherche de Nouvelle Physique	22
2.2 Prédiction de nouveaux bosons de jauge lourds chargés	26
2.2.1 Modèle Symétrique Droite-Gauche	26
2.2.2 Modèles des Extra Dimensions Universelles de Kaluza-Klein	28
2.3 État de l'art de la recherche de bosons W'	29
2.4 Conclusions	31
II Contexte expérimental	33
3 Le grand collisionneur de hadrons LHC	35
3.1 Introduction	35
3.2 Éléments sur la phénoménologie des collisions proton-proton	35
3.3 La machine	38
3.3.1 Chaîne d'accélération	39
3.3.2 Caractéristiques du LHC	39
3.3.3 Effet d'empilement d'événement	41
3.4 Conclusions et perspectives	41
4 ATLAS : A Toroïdal Lhc ApparatuS	43
4.1 Introduction	43
4.2 Variables cinématiques utilisées dans ATLAS	44
4.3 Structure et performances du détecteur ATLAS	45

4.3.1	La trajectographie interne	45
4.3.2	La calorimétrie	48
4.3.3	Le spectromètre à muons	54
4.4	Système de déclenchement et acquisition des données	55
4.5	Reconstruction et identification des objets physiques	56
4.5.1	Les électrons	57
4.5.2	Les muons	59
4.5.3	Les jets	60
4.5.4	Étiquetage des jets de saveurs lourdes	63
4.5.5	Énergie transverse manquante	66
5	Développements pour la simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS	69
5.1	La simulation d'événements dans ATLAS	70
5.1.1	La chaîne de simulation Monte-Carlo	70
5.1.2	Stratégies de simulation du détecteur ATLAS	71
5.1.3	Vers une simulation plus rapide et modulable du détecteur ATLAS	74
5.2	Les concepts fondamentaux de FastCaloSim	76
5.2.1	Les simplifications	76
5.2.2	Le modèle de paramétrisation des dépôts d'énergie	78
5.2.3	Limites conceptuelles et futures améliorations	79
5.3	Reparamétrisation de la réponse en énergie pour FastCaloSim	80
5.3.1	Décorrélacion linéaire et décomposition en composantes principales	81
5.3.2	Pré-traitement des données	83
5.3.3	Applications	84
5.3.4	Schéma de paramétrisation	88
5.3.5	Modèle de simulation et première validation de la méthode	89
5.4	Conclusions	92
III	Outils et techniques d'analyse	95
6	Analyse multivariée par arbre de décision boostés	97
6.1	Apprentissage supervisé et classification d'événements	97
6.2	Les arbres de décision	98
6.2.1	Construction d'un arbre de décision	99
6.2.2	Critères de segmentation	99
6.2.3	Traitement des variables discriminantes	100
6.2.4	Instabilités et élagage d'un arbre de décision	101
6.3	Le "boosting"	102
6.4	Paramétrisation et optimisation d'un algorithme de BDT	104
6.4.1	Optimisation de la construction des arbres de décision	105
6.4.2	Optimisation de l'algorithme de <i>boosting</i>	105
6.4.3	Performances et validation	106
6.5	Conclusions	107
7	Interprétation statistique des résultats	109
7.1	Modèle statistique	109
7.2	Test statistique et <i>log-likelihood ratio</i>	110
7.3	Génération de pseudo-expériences et traitement des incertitudes	110
7.3.1	Incetitude statistique	111
7.3.2	Incetitudes systématiques	111

7.3.3	Approche hybride bayésienne-fréquentiste et construction des pseudo-données	114
7.4	Niveaux de confiance et approche CL_s	115
7.5	Limites d'exclusion observée et attendues	116
7.5.1	Construction d'une limite d'exclusion	116
7.5.2	Limites attendues et optimisation des analyses de physique	117
7.6	Conclusions	118
IV	Recherche de résonances $t\bar{b}$	119
8	Recherche de bosons W' dans des états finals de quarks top célibataires	121
8.1	Introduction	121
8.2	Recherche directe et approche effective	121
8.2.1	Lagrangien d'interaction effectif	122
8.2.2	Le couplage $W' \rightarrow t\bar{b}$	122
8.2.3	Simulation et phénoménologie du signal $W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$	123
8.3	Sélection des événements	125
8.3.1	Sélection des objets physiques	125
8.3.2	Sélection et reconstruction des événements	126
8.4	Caractérisation et estimation des bruits de fond	129
8.4.1	Caractérisation des bruits de fond	130
8.4.2	Estimations des bruits de fond	133
8.5	Analyse multivariée par arbres de décision boostés	141
8.5.1	Motivations et stratégie d'analyse	141
8.5.2	Sélection des variables discriminantes	142
8.5.3	Optimisation de l'algorithme de BDT	145
8.5.4	Validation de la méthode	148
8.6	Incertitudes systématiques	150
8.6.1	Incertitudes liées à la modélisation des objets physiques	150
8.6.2	Incertitudes liées à la génération d'événements	151
8.6.3	Incertitudes sur le calcul des sections efficaces théoriques et sur la normalisation des bruits de fond	153
8.6.4	Incertitudes supplémentaires	154
8.6.5	Incertitudes affectant la forme des distributions de BDT	154
8.7	Résultats et interprétations	155
8.7.1	Application des algorithmes de BDT sur les données et premiers résultats	156
8.7.2	Limites d'exclusion sur la section efficace de production du boson $W'_{R/L}$	158
8.7.3	Limites d'exclusion sur le couplage effectif g'/g	162
8.8	Conclusions	164
9	Recherche de résonances $H^+ \rightarrow t\bar{b}$	167
9.1	Motivations	167
9.2	Modèles à deux doublets de Higgs et approche effective	167
9.2.1	Généralités sur les Modèles à deux doublets de Higgs	167
9.2.2	Boson de Higgs chargé et couplage de Yukawa	169
9.2.3	Simulation et phénoménologie du signal	169
9.3	Analyse et premiers résultats	172
9.3.1	Reparamétrisation de l'algorithme de BDT	172
9.3.2	Premiers résultats	174
9.3.3	Prise en compte de effets de largeur	175

9.4 Conclusions	178
Conclusions	182
Appendices	186
A Sections efficaces de production des bruits de fond W+jets, Z+jets et dibosons.	187
B Stratégie d’optimisation de l’analyse multivariée par arbres de décision boostées	189
C Variables topologiques	191
D Distributions cinématiques dans les régions de contrôles	193
E Compléments sur le calcul de limites d’exclusion pour l’analyse W'	199
E.1 Interprétation des résultats	199
E.1.1 Résultats dans le canal 2-jet 2-tag électron	199
E.1.2 Résultats dans le canal 2-jet 2-tag muon	200
E.1.3 Résultats dans le canal 3-jet 2-tag électron	201
E.1.4 Résultats dans le canal 3-jet 2-tag muon	202
E.1.5 Effet des incertitudes systématiques	204
Bibliographie	207

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules est depuis plus de quarante ans le pilier théorique décrivant l'infiniment petit. Cette théorie a su s'imposer en raison de son incroyable prédictibilité au regard des observations expérimentales et n'a pour l'heure jamais été mise en défaut. Cependant, plusieurs limitations conceptuelles ne lui permettent pas de répondre à un certain nombre de questions théoriques ou encore de justifier certaines observations expérimentales. Tout ces éléments nous laissent alors penser que le Modèle Standard ne serait qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. L'un des enjeux actuels de la physique des particules est donc de rechercher de nouveaux phénomènes physiques à haute énergie non inclus dans le Modèle Standard. En ouvrant une fenêtre sur des gammes d'énergie encore inexplorées, le grand collisionneur de hadron LHC, situé au CERN près de Genève, se présente comme l'un des terrains d'investigation les plus propices à cette recherche dite de « Nouvelle Physique ». Dans ce contexte, la physique liée au quark top représente un domaine majeur de recherche. Ses propriétés uniques en font un outil remarquable pour sonder les dynamiques de Nouvelle Physique, dans lesquelles il jouerait un rôle essentiel notamment en se couplant à de nouvelles particules très massives.

De nombreuses approches théoriques au-delà du Modèle Standard, prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge lourds chargés, généralement appelés W' . Ils apparaissent notamment comme des excitations de Kaluza-Klein du boson W dans les modèles d'Extra-Dimensions Universelles et jouent un rôle-clé dans beaucoup de théories étendant les symétries fondamentales du Modèle Standard. Un boson W' est introduit par exemple en tant qu'homologue du boson W , se couplant à des fermions de chiralité droite, dans les modèles de Symétrie Droite/Gauche qui tentent d'expliquer la violation de la symétrie de parité dans les interactions faibles. Dans les théories dites *Little Higgs*, il participe à des mécanismes visant à annuler les divergences quadratiques qui apparaissent dans le calcul de la masse du boson de Higgs, proposant une solution au problème de naturalité. La mise en évidence expérimentale de cette nouvelle particule apporterait des premiers indices sur le devenir de la physique au-delà l'échelle électrofaible.

C'est dans le contexte de l'expérience ATLAS, l'une des quatre grandes expériences du LHC que s'inscrit le travail de recherche réalisé au cours de cette thèse. La collaboration ATLAS, composée de plus de 3500 physiciens de par le monde, analyse les collisions de particules à hautes énergies créées au LHC, afin de mettre en évidence d'éventuelles signatures de Nouvelle Physique. Pour ce faire, elle exploite le détecteur de particules le plus grand jamais construit. Ce manuscrit présente une recherche du boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau dans une approche de couplage effectif, réalisée avec 20.3 fb^{-1} de données de collision proton-proton, produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et collectées par le détecteur ATLAS en 2012.

Les deux premiers chapitres se proposent de revenir sur les enjeux fondamentaux qui motivent aujourd'hui la recherche de Nouvelle Physique. Après avoir présenté au chapitre 1 les principaux concepts du Modèle Standard, ses atouts ainsi que ses faiblesses, nous discuterons au chapitre 2 des différentes stratégies employées dans les développements théoriques au-delà du Modèle Standard afin de pallier les insuffisances de ce dernier. Nous argumenterons également sur l'intérêt du quark top dans la recherche de Nouvelle Physique avant de présenter différentes propositions théoriques prédisant l'existence de bosons W' .

Les chapitres 3 et 4 détaillent le contexte expérimental dans lequel s’inscrit ce travail de recherche. Le chapitre 3 est dédié au LHC et à la phénoménologie des collisions proton-proton et le chapitre 4 présentera, le détecteur ATLAS ainsi que ses performances. Nous discuterons également des différentes stratégies de reconstruction des objets physiques et poserons ainsi les bases nécessaires à l’analyse des collisions enregistrées par le détecteur pour la recherche du boson W' .

La simulation d’événements est un outil indispensable à la réalisation des analyses de physique, permettant de confronter les prédictions théoriques aux données expérimentales. Toutefois, l’utilisation de simulations de hautes précision, très exigeantes en moyens de calcul, commence à poser des difficultés face à une demande grandissante du nombre d’événements simulés à mesure de l’accumulation des données enregistrées par le détecteur. Un effort important est mené par la collaboration pour développer des simulations de plus en plus rapides tout en conservant les précisions suffisantes à la réalisation des analyses de physique. Le chapitre 5 présente les développements réalisés au cours de cette thèse sur la simulation rapide du système de calorimétrie d’ATLAS FastCaloSim qui s’inscrivent dans ce contexte.

Les quatre chapitres suivants sont dédiés à l’analyse des collisions enregistrées par ATLAS en vue de mettre en évidence le boson W' . Tout d’abord, les chapitres 6 et 7 présentent les outils d’analyse à la base de la stratégie de recherche du boson W' . Le chapitre 6 s’intéresse aux techniques d’analyses multivariées par arbres de décision boostés utilisées pour la classification d’événements et qui joueront un rôle clé dans l’analyse. Le chapitre 7 présente, quant à lui, les outils statistiques dédiés à l’interprétation des résultats. Le chapitre 8 détaille les différentes étapes de l’analyse et présente les résultats obtenus. Enfin, le chapitre 9 proposera une réinterprétation de la recherche de bosons W' en une recherche de bosons de Higgs chargés dans le contexte théorique des modèles à deux doublets de Higgs.

Première partie

Enjeux fondamentaux

Chapitre 1

Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est le fruit d'une quarantaine d'années de recherches théoriques et expérimentales, et est pour l'heure la meilleure description de la matière à son échelle la plus élémentaire. Toutefois, il soulève de nombreuses interrogations laissant penser qu'il ne serait qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ce premier chapitre se propose de revenir brièvement sur les principaux concepts de cette théorie afin de mettre en évidence ses atouts ainsi que ses faiblesses qui motivent aujourd'hui la recherche de Nouvelle Physique.

1.1 Des particules et des interactions

La matière qui nous entoure se structure à partir de douze particules fondamentales, illustrées figure 1.1, appelées fermions, de spin demi-entier et que l'on divise en deux familles : les quarks et les leptons. Chaque famille possède six constituants regroupés par paires, appelées aussi générations. Seule la première génération constitue la matière stable et suffit à décrire notre environnement macroscopique. Les particules des deux autres générations, plus lourdes, se désintègrent rapidement et ne peuvent être créées et observées que dans des phénomènes astrophysiques violents ou dans les collisionneurs de particules. À chaque particule est associée son antiparticule, de même masse mais de nombres quantiques de signes opposés. À partir de ces briques élémentaires, des édifices plus importants peuvent être assemblés tels que les hadrons regroupant les baryons formés de trois quarks, comme le proton et le neutron, ou bien encore les mésons formés d'un quark et d'un antiquark, comme les pions.

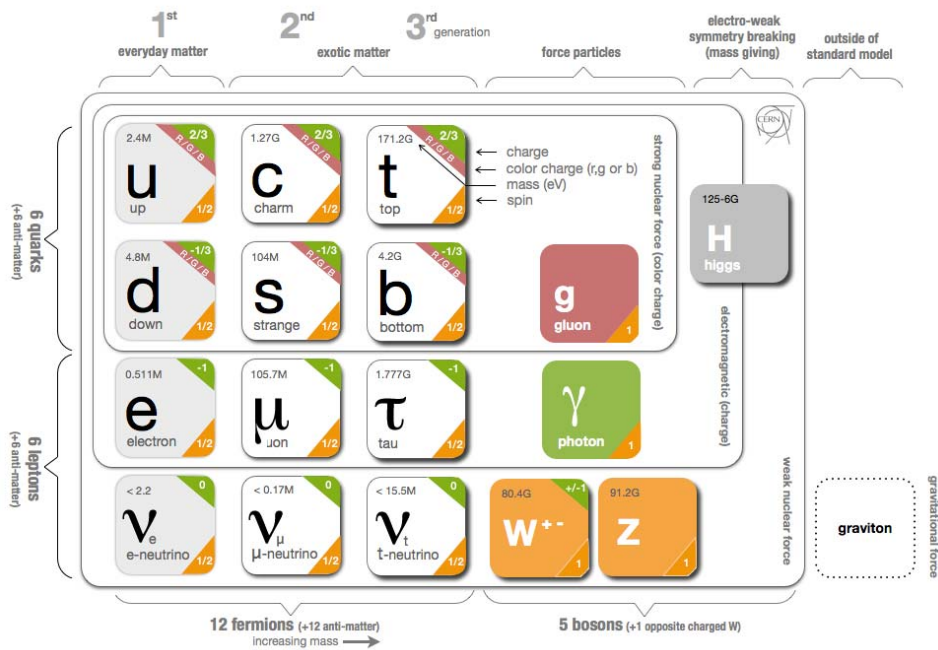


FIGURE 1.1: Fermions et bosons du Modèle Standard [1].

La matière est également gouvernée par quatre forces ou interactions fondamentales. On dénombre les interactions forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle, chacune ayant une portée et une intensité différente.

Les trois premières sont décrites par des échanges de particules médiatrices, de spin entier, appelées bosons de jauge, résumés également sur la figure 1.1. Les particules de matière transfèrent des quantités d'énergies discrètes en s'échangeant ces particules porteuses de force. L'interaction forte, la plus puissante des quatre, a une portée très limitée. Elle est responsable de la cohésion des quarks au sein des édifices hadroniques et donc de la cohésion des noyaux atomiques. Elle est portée par huit gluons. L'interaction électromagnétique agit entre tous les objets possédant une charge électrique. Les atomes étant électriquement neutres, ses effets sont négligeables à grande échelle. Elle permet aussi la cohésion des atomes en liant les cortèges électroniques aux noyaux ou de combiner les atomes en molécules. Sa portée est infinie et elle est véhiculée par le photon. L'interaction faible, quant à elle, agit sur toutes les particules. C'est notamment la seule force qui agit sur les neutrinos. Elle est responsable par exemple de la radioactivité β . Sa portée est comme pour l'interaction forte très limitée. Les bosons W^\pm et Z^0 en sont médiateurs. Une description théorique unifiée de ces trois interactions est donnée par le Modèle Standard, que nous détaillerons dans la section suivante. Enfin l'interaction gravitationnelle, la plus faible des quatre, agit sur toutes les formes d'énergies. Toujours attractive, ses effets ne sont perceptibles qu'à l'échelle macroscopique. Elle est donc négligeable à l'échelle subatomique. Sa description, en termes de courbure de l'espace-temps sous l'effet d'une distribution de matière, reste pour l'instant dé耦lée des autres interactions.

Depuis juillet 2012, une nouvelle particule, découverte au CERN par les collaborations ATLAS [2] et CMS [3], vient compléter ce panorama. Il s'agit d'un boson scalaire, de spin nul, ayant une masse de 125.4 ± 0.4 GeV, compatible avec le boson de Brout-Englert-Higgs prédit dans le mécanisme du même nom à l'origine de la masse des fermions et des bosons de jauge de l'interaction faible. Ce mécanisme, faisant également partie intégrante du Modèle Standard sera présenté dans la suite de ce chapitre.

1.2 Le Modèle Standard : une théorie des interactions fondamentales

Élaboré vers la fin des années 1960, le Modèle Standard de la physique des particules décrit les liens existant entre les interactions électromagnétique, faible et forte et les douze particules fondamentales qui constituent la matière. Aujourd'hui cette théorie quantique des champs s'est imposée en raison de son incroyable prédictibilité au regard des observations expérimentales et n'a pour l'heure jamais été mise en défaut. Cette section se propose de revenir brièvement sur les principaux concepts de cette théorie.

1.2.1 Les idées fondatrices

Afin de décrire de façon pertinente l'infiniment petit il semblait légitime de se placer dans un contexte à la fois quantique et relativiste. La théorie quantique des champs [4] a su harmoniser dans un jeu d'expression unique, mécanique quantique et Relativité Restreinte, en fournissant une approche conjointe, cohérente et causale. Elle introduit une dualité entre champs et particules. À chaque particule va correspondre un champ quantique $\phi(\vec{x}, t)$ évoluant dans l'espace-temps de la Relativité Restreinte. La variation du nombre de champs dans un système physique permet d'appréhender la création ou l'annihilation de particules en accord avec la relation d'équivalence masse-énergie [5]. La théorie des champs réutilise le formalisme canonique de Lagrange et Hamilton [6], où l'on y définit notamment le lagrangien \mathcal{L} dont l'étude nous renseigne sur la dynamique des systèmes physiques considérés, en demandant que l'action définie comme $S = \int \mathcal{L} dx^4$ soit extrémale.

La construction du Modèle Standard doit également beaucoup à un concept qui s'est révélé des plus prometteurs en physique théorique : les principes de symétrie. Dans les années 1950, C.N. Yang et R. Mills exploitèrent ces principes de symétrie pour la description des interactions fondamentales en physique des particules [7]. D'après un théorème dû à A.E. Noether [8], ces symétries impliqueraient des grandeurs conservées au cours de l'évolution dynamique des systèmes physiques. Par exemple une invariance par translation ou bien encore par rotation se traduit par la conservation de l'impulsion ou du moment cinétique. Ainsi les symétries et les conservations qu'elles entraînent peuvent être utilisées pour décrire la dynamique d'un système physique. Le lien se fait avec la physique des particules où l'on observe la conservation de nombres quantiques (charge, spin, etc.) dans certaines interactions. Ainsi, la physique décrivant une interaction fondamentale pourra être construite à l'aide du groupe de symétrie dont elle découle. Dans ce contexte, on parlera plutôt de symétries internes, nécessitant une certaine abstraction pour envisager des transformations n'affectant pas le système de coordonnées de l'espace-temps, tout en changeant les variables dynamiques du problème considéré. Le formalisme canonique est aussi tout à fait indiqué pour traduire facilement ces symétries. L'enjeu sera alors de construire un lagrangien possédant les bonnes symétries au regard de son invariance vis-à-vis de ces dernières afin de décrire les particules en interaction.

Compte tenu de leur complexité, les systèmes quantiques réels sont traités par un ensemble de schémas d'approximations mathématiques liés à la théorie des perturbations. Ainsi les calculs des amplitudes de transition des processus physiques sont réalisés par des développements en séries de puissance de la constante de couplage de l'interaction entre des champs quantiques. Le physicien R. Feynman imagina une technique de calcul spécifique, connue sous le nom des diagrammes du même nom [9], pour effectuer les sommes systématiques des termes de la série. À chaque terme du développement perturbatif, est associé un diagramme caractéristique de la contribution d'un processus à l'amplitude globale de transition d'un état initial de particules vers un état final. L'ensemble de ces diagrammes est hiérarchisé en fonction du nombre de vertex d'interaction qu'ils contiennent. Le premier ordre, comme illustré figure 1.2(a) correspond à des diagrammes dit à l'arbre. Les ordres supérieurs, comme illustré figure 1.2(b), plus complexes contiennent en plus des boucles relatives aux fluctuations du vide quantique qui se manifestent par la création de particules virtuelles parcourant ces boucles.

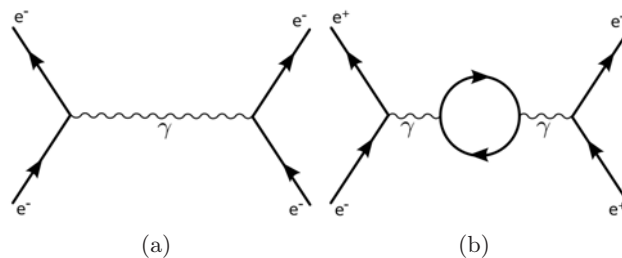


FIGURE 1.2: Exemples de diagrammes de Feynman (a) à l'arbre et (b) à une boucle participant au calcul de l'amplitude de production du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

Toutefois, ces derniers introduisent des divergences dans les calculs perturbatifs, devant être régulées par des procédés dits de renormalisation [10] afin de conserver le caractère prédictif de la théorie. Le problème est généralement contourné en redéfinissant, à une certaine échelle d'énergie donnée (échelle de renormalisation), les paramètres observables de la théorie (masses, constantes de couplage, etc.) afin d'absorber ces divergences. Ceci a pour conséquence de donner un caractère effectif à ces paramètres en les rendant dépendants de l'échelle d'énergie.

1.2.2 Invariance de jauge et formulation d'une interaction

Le Modèle Standard répond au principe d'invariance de jauge locale, c'est-à-dire à l'invariance du système physique sous l'action locale d'un groupe de symétrie. Ainsi il est possible d'effectuer une transformation donnée par un élément du groupe de symétrie de façon indépendante en chaque point de l'espace-temps sans affecter les systèmes physiques. Les transformations de symétrie créent des différences de phases entraînant une physique différente pour des observateurs situés en des points de l'espace différents. Pour conserver l'invariance physique, il est nécessaire d'introduire de nouveaux champs auxquels vont se coupler les particules et qui correspondront aux différents médiateurs des interactions. Cette section se propose d'illustrer cette démarche.

Prenons l'exemple de l'interaction électromagnétique. Une particule et son antiparticule, toutes deux de masse m et de spin $1/2$, sont décrites par un bi-spineur de Dirac¹ Ψ à 4 composantes. Le lagrangien d'un fermion libre, encore appelé lagrangien de Dirac, s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi, \quad (1.1)$$

$$= \underbrace{i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi}_{\text{cinétique du fermion libre}} - \underbrace{m\bar{\Psi}\Psi}_{\text{terme de masse}}. \quad (1.2)$$

avec γ_μ les matrices de Dirac. Considérons maintenant une transformation de symétrie telle que :

$$\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\Psi. \quad (1.3)$$

La dépendance en x de la phase θ traduit ici un caractère local. Le lagrangien de Dirac n'est pas invariant sous cette transformation de jauge. En effet, la transformation de la dérivée du champ $\Psi(x)$ fait intervenir un terme supplémentaire qui supprime cette invariance :

$$\partial_\mu\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)}\partial_\mu\Psi + ie^{i\theta(x)}\Psi\partial_\mu\theta(x), \quad (1.4)$$

Le lagrangien se transformera alors de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi \rightarrow \mathcal{L}' = \bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m - \gamma_\mu\partial^\mu\theta(x))\Psi. \quad (1.5)$$

Toutefois, l'invariance du lagrangien sous cette transformation peut être rétablie si l'on modifie la dérivée partielle ∂_μ , dès lors appelée dérivée covariante D_μ de telle sorte que $D_\mu\Psi \rightarrow e^{i\theta(x)}D_\mu\Psi$. Un nouveau champ vectoriel, appelé champ de jauge et noté A_μ , est alors introduit dans l'expression de la dérivée covariante :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \quad \text{avec} \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x). \quad (1.6)$$

L'invariance du lagrangien repose alors entièrement sur les propriétés de transformation du champ A_μ afin de compenser les termes indésirables. Ce dernier viendra se coupler aux champs fermioniques. Afin que la description du système physique soit complète, on ajoute un terme cinétique supplémentaire au champ A_μ , lui aussi invariant de jauge et construit à partir du tenseur de champ $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Finalement le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma_\mu D^\mu - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

$$= \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi}_{\text{particule libre}} + \underbrace{e\bar{\Psi}\gamma_\mu A^\mu\Psi}_{\text{terme d'interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\substack{\text{cinétique du} \\ \text{champ de jauge}}}. \quad (1.8)$$

1. Cette représentation met en évidence le caractère spinoriel de la fonction d'onde d'un fermion et sépare les composantes d'énergie positive et négative solution de l'équation de Dirac, en deux spineurs à deux composantes pour la particule et son antiparticule.

Le lagrangien décrira alors des particules en interaction avec un champ de jauge. L'ensemble de ces transformations de symétrie forme un groupe abélien² unitaire appelé $U(1)$ à la base de la théorie de l'Électrodynamique Quantique (QED) [9] décrivant les interactions électromagnétiques entre fermions. À cette symétrie, est associée une quantité conservée : la charge électrique e qui joue ici le rôle de constante de couplage de l'interaction. L'ajout d'un terme de masse au champ A^μ supprimerait cette invariance de jauge ou encore briserait la symétrie $U(1)$. La particule décrite par ce champ de jauge devra donc être sans masse et sera associée au photon. Ces considérations sont généralisables à des groupes non abéliens tels que $SU(2)$ et $SU(3)$, à la base des théories décrivant respectivement les interactions faible et forte.

1.2.3 Le groupe de Jauge du Modèle Standard

Le Modèle Standard ne décrit en fait que deux interactions distinctes : l'interaction forte et l'interaction électrofaible qui unifie les interactions faible et électromagnétique. Il est construit à partir du groupe de jauge

$$\underbrace{SU(3)_C}_{\text{interaction forte}} \otimes \underbrace{SU(2)_L \otimes U(1)_Y}_{\text{interaction électrofaible}}, \quad (1.9)$$

1.2.4 Interaction forte et $SU(3)_C$

Au début des années 1960, M. Gell-Mann [11] et G. Zweig [12] expliquèrent le spectre des édifices hadroniques comme des états liés de deux ou trois particules de spin 1/2 appelés quarks via l'introduction d'un nouveau nombre quantique nommé *couleur*. Chacun de ces quarks possède ainsi trois états de couleur différents, donnés par analogie aux couleurs primaires : rouge, vert et bleu, de telle sorte que seuls des édifices hadroniques non colorés³ ou *blanc* soient observables. La conservation de la charge de couleur dans l'interaction forte est à la base de la théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD) [9] construite à partir du groupe de symétrie $SU(3)_C$ (C pour couleur). Chaque quark s'écrira alors comme un triplet de couleur sous $SU(3)$:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_V \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad \text{se transformant comme} \quad \Psi \rightarrow e^{-\frac{i}{2}\lambda^a\theta^a(x)}\Psi, \quad (1.10)$$

avec λ_a ($a=1,\dots,8$) les matrices de Gell-Mann générateurs du groupe $SU(3)_C$. De la même manière que dans le cadre de la QED, discuté section 1.2.2, la conservation de la symétrie de jauge est réalisée via l'introduction de la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a, \quad (1.11)$$

où G_μ^a ($a=1,\dots,8$) représentent les champs jauge associés aux gluons médiateurs de l'interaction forte et également porteur d'une charge de couleur. La constante de couplage forte est représentée par g_s . En généralisant la QED dans le cas non abélien, un terme cinétique peut être obtenu pour champs de jauge. Le lagrangien de la QCD s'écrira alors comme :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi}_{\text{quark libre}} + \underbrace{ig_s\bar{\psi}\lambda_a G_\mu^a\gamma_\mu\psi}_{\text{interaction quark-gluon}} - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a}_{\text{cinétique du gluon}} \quad (1.12)$$

$$\text{avec } G_{\mu\nu}^a = \underbrace{\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a}_{\text{terme similaire à QED}} - \underbrace{g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c}_{\text{terme non abélien}}. \quad (1.13)$$

2. Un groupe abélien est un groupe dont la loi de composition interne est commutative.

3. Exemples : baryon (RVB), (BRV), etc. ou méson ($R\bar{R}$), ($V\bar{V}$), etc.

Les facteurs f^{abc} sont les constantes de structure du groupe de jauge. Le dernier terme, venant du caractère non abélien de $SU(3)_C$, traduit le couplage des gluons entre eux. Les gluons étant également porteurs de la charge de couleur, ils sont également sensibles à l'interaction forte.

Derrière un lagrangien relativement simple en écriture se cache une phénoménologie très riche. Grâce aux procédés de renormalisation, il est possible de calculer l'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte, que l'on exprimera plus généralement sous la forme $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, en fonction de l'échelle de renormalisation Q , traduisant pour nous l'échelle d'énergie explorée. En effet, les équations du groupe de renormalisation nous conduisent à l'expression suivante [13] :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}}, \quad (1.14)$$

avec n_f le nombre de saveurs de quarks de masses inférieures à Q , et Λ_{QCD} une constante ayant la dimension d'une masse traduisant l'échelle à partir de laquelle la constante de couplage déterminée de façon perturbative diverge. De cette expression, on montre que la constante α_s tend à décroître lorsque l'énergie diminue. Ceci révèle deux comportements caractéristiques de l'interaction forte. Tout d'abord une propriété de liberté asymptotique traduisant le fait qu'à haute énergie (c'est-à-dire à très courte distance) les quarks se comportent comme des particules libres en raison du faible couplage avec les gluons. A contrario, α_s tend à diverger lorsque l'énergie diminue (c'est-à-dire à plus grande distance), traduisant un phénomène de confinement des quarks. Ce dernier avait été initialement postulé en stipulant que seuls des états non colorés étaient observables et que les quarks ou les gluons ne pouvaient exister à l'état libre. Ainsi, un quark ou un gluon produit lors d'une désintégration tendra à extraire des particules du vide quantique afin de s'associer à elles, c'est le phénomène d'hadronisation. Expérimentalement, cette extraction engendre un jet de particules caractéristique dans la direction de l'impulsion du parton initial. Toutefois, le comportement divergent de α_s rend impossibles les calculs en QCD lorsque α_s prend des valeurs supérieures à 1, empêchant la convergence des développements perturbatifs. Ainsi on distinguera deux régimes, haute et basse énergie, selon que les calculs perturbatifs soient possibles ou non. Dans le cas non perturbatif, il faudra faire appel à d'autres modèles phénoménologiques ainsi que des méthodes de calculs différentes telles que la discrétisation de l'espace-temps en QCD sur réseau [14]. La figure 1.3 illustre la variation de α_s en fonction de l'échelle d'énergie Q et montre une comparaison entre la prédiction théorique de la QCD et plusieurs résultats expérimentaux. On relèvera le très bon accord entre la prédiction théorique et les mesures expérimentales.

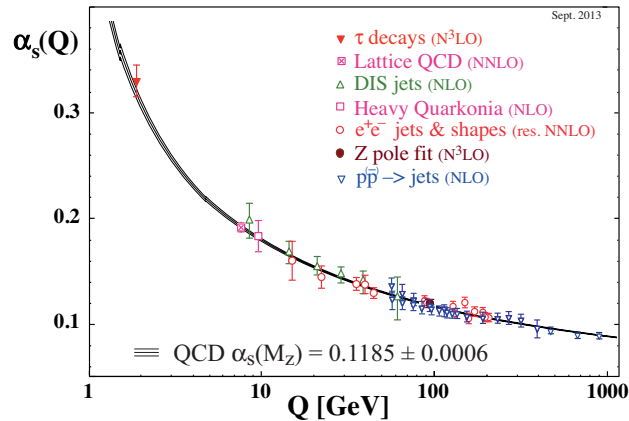


FIGURE 1.3: Variation de la constante de couplage forte en fonction de l'échelle d'énergie. Ce graphique montre la comparaison entre la prédiction théorique de la QCD avec plusieurs résultats expérimentaux détaillés dans le chapitre *Quantum Chromodynamics* de la référence [13].

1.2.5 L'unification électrofaible

Nous avons vu précédemment que l'électromagnétisme était décrit par la théorie de l'électrodynamique quantique basée sur le groupe symétrie $U(1)$. La construction d'une théorie quantique des champs de l'interaction faible s'est quant à elle nourrie d'un certain nombre d'observations expérimentales. Vers la fin des années 1950, les expériences de M.C. Wu [15] et M. Goldhaber [16] ont mis en évidence que la symétrie de parité⁴ était maximale violée dans l'interaction faible. Seuls des fermions de chiralité⁵ gauche (ou anti-fermions de chiralité droite) pouvaient être produits par courant chargés, c'est-à-dire via des processus d'interaction faible réalisés par l'échange de bosons W^\pm .

Afin de tenir compte de ces observations, une première approche visait à décrire les champs fermioniques de chiralité gauche de même génération sous forme de doublet. Par analogie avec les doublets de spin, un nouveau nombre quantique est introduit : l'isospin faible, noté I , dont la conservation est associée au groupe de symétrie $SU(2)_L$ (L pour left). Chaque doublet possède un isospin $I = 1/2$ et chaque composante du doublet une projection de l'isospin $I_3 = \pm 1/2$. Les fermions de chiralité droite seront décrits quant à eux comme des singulets d'isospin nul, invariants sous l'interaction faible (e_R , u_R , d_R , etc.). En suivant la même démarche que pour les interactions électromagnétique ou forte, il serait possible de construire un lagrangien d'interaction faible via l'introduction de nouvelles dérivées covariantes et des nouveaux champs de jauge pour décrire les bosons W^\pm et Z^0 .

Toutefois, au début des années 1960, S.L. Glashow, S. Weinberg et A. Salam [17] [18] montrèrent que l'interaction faible pouvait se décrire conjointement avec l'interaction électromagnétique dans le cadre unifié de la théorie Électrofaible. Cette dernière décrit en fait deux interactions théoriques différentes, l'interaction d'isospin faible basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L$ et l'interaction d'hypercharge faible basée sur le groupe de symétrie $U(1)_Y$. Les interactions physiques électromagnétique et faible sont un mélange de ces deux interactions théoriques. L'invariance sous $U(1)_Y$ implique une deuxième quantité conservée, notée Y , appelée hypercharge et reliée à la charge électrique Q et à l'isospin faible I_3 par la relation de Gell-Man Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.15)$$

Le tableau 1.1 résume la classification électrofaible des particules de matière.

Fermions	Chiralité	Saveurs	I	I_3	Q	Y
Leptons	doublet L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	0	-1
		$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1	-1
	singulet R	e_R, μ_R, τ_R	0	0	-1	-2
Quarks	doublet L	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	1/2	+1/2	+2/3	+1/3
		$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	-1/3	+1/3
	singulet R	u_R, c_R, t_R	0	0	+2/3	+4/3
	singulet R	d_R, s_R, b_R	0	0	-1/3	-2/3

Tableau 1.1: Classification électrofaible des particules de matière.

4. Transformation de symétrie qui renverse les coordonnées d'espace.

5. La chiralité d'une particule est déterminée selon que la particule se transforme dans la représentation droite (R) ou gauche (L) du groupe de Poincaré. Les états de chiralité d'une particule sont donnés pas $\psi_{L,R} = P_{L,R}\psi = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$ avec $P_{L,R}$ les projecteurs de chiralité encore appelé de parité.

De nouvelles dérivées covariantes, tenant compte des états de chiralité, sont introduites afin de respecter l'invariance de jauge.

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \quad \text{et} \quad D_\mu^R = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu. \quad (1.16)$$

g_1 et g_2 sont les constantes de couplage des deux interactions et τ_a ($a=1, 2$ ou 3) les matrices de Pauli, générateurs du groupe $SU(2)_L$. Il en découle un triplet de bosons W_μ^a ($a=1, 2$ ou 3) pour le groupe $SU(2)_L$ et un seul, noté B_μ , pour le groupe $U(1)_Y$. On introduit également deux termes cinétiques pour les champs de jauge construits à partir des tenseurs :

$$B_{\mu\nu}^a = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.17)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \underbrace{\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a}_{\text{terme similaire à QED}} - \underbrace{g_2 \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c}_{\text{terme non abélien}}, \quad (1.18)$$

avec ϵ_{abc} les constantes de structure du groupe $SU(2)_L$. Le lagrangien électrofaible s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{Electrofaible}} = \underbrace{i\bar{\Psi}_L \gamma_\mu D_\mu^L \Psi_L}_{\text{fermions gauches}} + \underbrace{i\bar{\Psi}_R \gamma_\mu D_\mu^R \Psi_R}_{\text{fermions droits}} - \underbrace{\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des champs de jauge}}. \quad (1.19)$$

Les termes cinétiques des fermions et des interactions fermions-bosons apparaissent en développant les dérivées covariantes.

Les quatre bosons W_μ^a et B_μ ne sont pas directement les bosons physiques, médiateurs des interactions faible et électromagnétique. Les champs physiques W_μ^\pm et neutres Z_μ^0 , A_μ s'obtiennent à partir de combinaisons linéaires des champs de jauge :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad \text{et} \quad W_\mu^- = (W_\mu^1 + W_\mu^2)/\sqrt{2}, \quad (1.20)$$

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & \sin \theta_w \\ -\sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

avec θ_w l'angle de mélange de Weinberg. Par construction, les bosons W^\pm et Z^0 restent de masse nulle afin de pas briser la symétrie de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Au début des années 1980, les bosons W et Z furent découverts au CERN par les expériences UA1 [19] [20] et UA2 [21] [22] auprès du *Super Proton Synchrotron* $Sp\bar{p}S$. Cette découverte offrit une première confirmation expérimentale remarquable de la théorie électrofaible. La figure 1.4 illustre ces résultats.

Toutefois, ces expériences ont montré que ces bosons de jauge étaient massifs. Leurs masses purent être mesurées par la suite au *Large Electron and Positron Collider* LEP avec une grande précision [13]. Ainsi, afin de satisfaire à la réalité expérimentale, il devient nécessaire d'introduire des termes de masses supplémentaires dans le lagrangien, correspondant à ces bosons de jauge, et par conséquent de briser la symétrie électrofaible. C'est le propos de la section suivante.

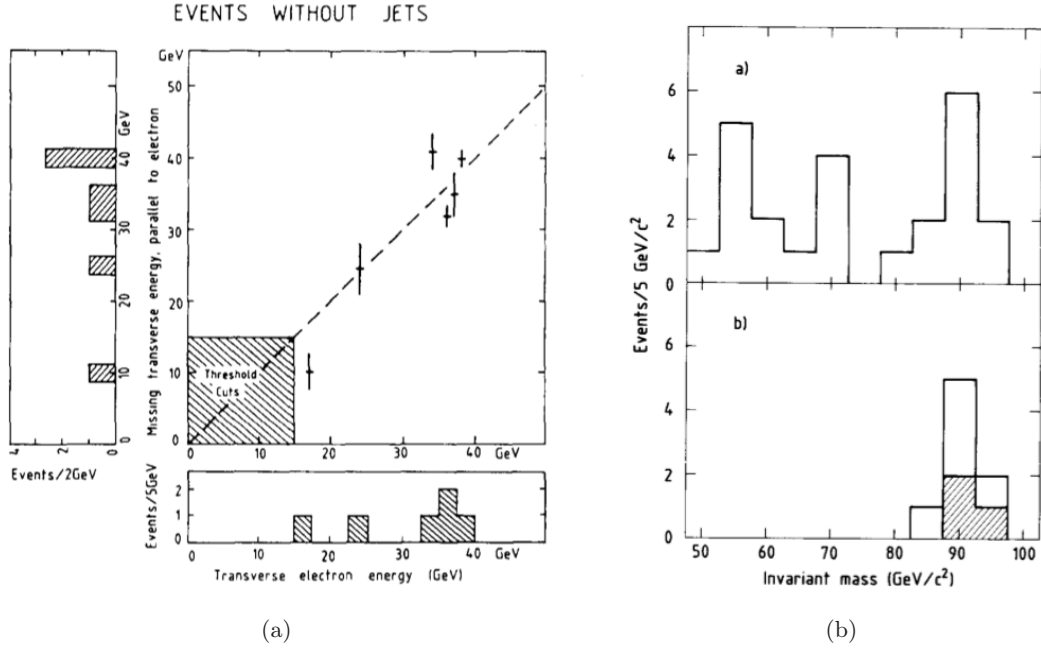


FIGURE 1.4: (a) Énergie transverse manquante dans la direction parallèle à l'électron en fonction de l'énergie transverse de l'électron pour six événements électron sans jets enregistrés par l'expérience UA1 [19]. La présence simultanée d'un électron et d'un neutrino d'impulsion approximativement égales et opposées dans la direction transverse suggère ici la désintégration à deux corps $W \rightarrow e\nu$. (b) Distributions de la masse invariante de 24 événements de paires e^+e^- enregistrés par l'expérience UA2, à différents stades de sélection des événements [22]. Un pic est observé autour de 90 GeV correspondant à la résonance $Z \rightarrow e^+e^-$.

1.2.6 Brisure de la symétrie électrofaible et mécanisme de Brout-Englert-Higgs

F. Englert, R. Brout [23] et P. Higgs [24] imaginèrent en 1964 un mécanisme élégant visant à introduire les termes massifs manquants dans le lagrangien électrofaible. Dans ce mécanisme, l'introduction d'un champ scalaire supplémentaire permet de briser spontanément la symétrie de jauge dans le secteur électrofaible, sans briser le sous-groupe associé à l'interaction électromagnétique afin que le photon conserve une masse nulle :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}. \quad (1.22)$$

Dans le Modèle Standard, ce champ de Higgs, est un doublet de champs scalaires complexes $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ décrit par le lagrangien invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi), \quad (1.23)$$

où le premier terme décrit la cinétique du champ de Higgs avec D_μ la dérivée covariante définie comme D_μ^L dans la section 1.2.5. Le deuxième terme décrit quant à lui un potentiel scalaire de la forme :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (1.24)$$

$$= \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4, \quad (1.25)$$

avec μ et $\lambda > 0$ deux paramètres libres. L'état fondamental du champ Φ , correspondant à l'état du vide, est alors défini comme la valeur du champ au minimum du potentiel $V(\Phi)$.

Les extrema du potentiel sont donnés par les solutions de l'équation :

$$\frac{\partial V(|\Phi|)}{\partial |\Phi|} = 2\mu^2|\Phi| + 4\lambda|\Phi|^3 = 0 \quad \rightarrow \quad \Phi = 0 \quad \text{ou} \quad |\Phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.26)$$

Si $\mu^2 < 0$, le potentiel présente la forme d'un "chapeau mexicain" où le minimum encore appelé valeur attendue du vide (*v.e.v*), correspond à tout un continuum non nul, dans le creux du chapeau. La figure 1.5 représente graphiquement le potentiel $V(\Phi)$ pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$.

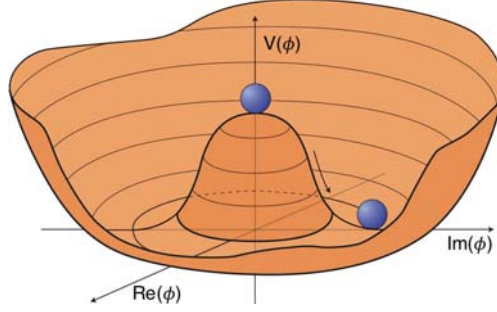


FIGURE 1.5: Représentation graphique du potentiel $V(\Phi)$ pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$.

Le choix du minimum est arbitraire, mais brise aussitôt la symétrie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. La valeur $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ avec $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$ est généralement choisie. Un développement perturbatif du champ Φ autour de cette valeur minimale du potentiel modifie son expression de telle sorte que :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} e^{i\theta_a(x)\frac{\sigma_a}{2}}, \quad (1.27)$$

où variation de la phase faisant intervenir trois degrés de liberté non physiques $\theta_a(x)$ ($a=1, 2$ ou 3) correspondant à trois bosons de masse nulle dits de Goldstone. En faisant le choix de se placer dans une jauge unitaire ces degrés de liberté $\theta_a(x)$ peuvent être éliminés des équations. Reste un dernier degré de liberté $h(x)$ est un champ scalaire physique associé à un boson, le boson de Higgs. Si l'on introduit cette expression de Φ dans le terme cinétique du lagrangien de Higgs et après quelques développements, on observe naturellement l'apparition de termes de masse pour les bosons de jauge W^\pm , Z^0 et le boson de Higgs :

$$m_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg_2, \quad m_{Z^0} = \frac{v}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad m_H = \sqrt{\mu^2}. \quad (1.28)$$

En juillet 2012, un boson scalaire ayant une masse de 125.4 ± 0.4 GeV, compatible avec le boson de Brout-Englert-Higgs, fut découvert au CERN par les ATLAS [2] et CMS [3] auprès du *Large Hadron Collider* LHC, offrant ainsi une première validation expérimentale de ce mécanisme. La figure 1.6 illustre les résultats obtenus dans deux canaux de recherche du boson de Higgs : $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. De nombreuses vérifications de ses propriétés sont en cours afin de véritablement affirmer qu'il est bien le boson prédit par ce mécanisme. Jusque-là aucune observation ne semble le contredire [25].

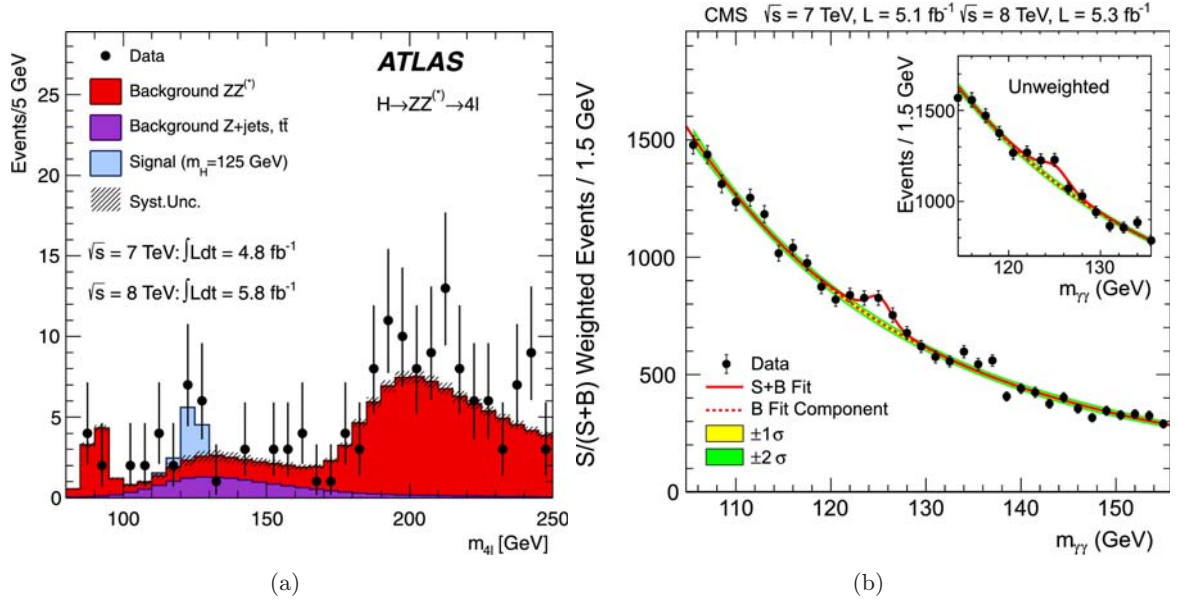


FIGURE 1.6: (a) Distribution de la masse invariante de quatre leptons obtenue à partir d'événements enregistrés en 2011 et 2012 par le détecteur ATLAS [2] dans le cadre de la recherche de processus $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$. La différence observée entre les données et le bruit de fond est interprétée comme un signal de boson de Higgs. Un signal d'un boson de Higgs de 125 GeV tel que prédit par le Modèle Standard est également représenté. (b) Distribution de la masse invariante diphoton obtenue à partir d'événements enregistrés en 2011 et 2012 par le détecteur CMS [3] dans le cadre de la recherche de processus $H \rightarrow \gamma\gamma$. La déviation observée par rapport à la prédiction du bruit est interprétée comme un signal de boson de Higgs ayant une masse de 126 GeV.

L'invariance de jauge locale sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ interdit également aux fermions d'être massifs. Ce mécanisme propose également une solution élégante au problème de la masse des fermions. La masse des fermions est introduite après la brisure spontanée de la symétrie électrofaible en ajoutant un terme d'interaction supplémentaire, dit de Yukawa, dans le lagrangien qui permettra au champ ϕ de se coupler aux fermions de chiralité gauche et droite :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_d^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi d_R^j - \lambda_u^{ij} \bar{Q}_L^i \Phi^* u_R^j - \lambda_e^{ij} \bar{L}_L^i \Phi e_R^j + \text{h. c.}, \quad (1.29)$$

où λ_d^{ij} , λ_u^{ij} , λ_e^{ij} représentent des matrices complexes 3×3 , appelées matrices de Yukawa. Q_L^i , L_L^i représentent les doublets de chiralité gauche et d_R^j , u_R^j , e_R^j les singulets de chiralité droite. Enfin, i et j désignent les indices de génération. Lorsque le champ de Higgs acquiert une valeur dans le vide, les termes de masse apparaissent naturellement.

$$-\frac{\lambda_d^{ij} v}{\sqrt{2}} \bar{Q}_L^i d_R^j - \frac{\lambda_u^{ij} v}{\sqrt{2}} \bar{Q}_L^i u_R^j - \frac{\lambda_e^{ij} v}{\sqrt{2}} \bar{L}_L^i e_R^j + \text{h. c.} \quad (1.30)$$

Grâce à une double transformation unitaire il est possible de diagonaliser ces matrices de Yukawa ($\lambda_u^{ij} \rightarrow U_u^L \lambda_u^{ij} U_u^{L\dagger}$) afin de mettre évidence les états propres de masse des fermions. Dans le cas des quarks, cette transformation se résume en une matrice 3×3 appelée matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM) [26] [27] :

$$V_{CKM} = U_u^L U_u^{L\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Les états propres de masse diffèrent alors des états propres de l'interaction faible. Ceci explique alors comment les saveurs de quark se mélangent au travers de courants faibles chargés, où la matrice CKM rend compte des amplitudes de mélange. Le caractère unitaire de la matrice CKM permet de réduire son nombre de paramètres libres, dans l'hypothèse de trois familles de quarks, à trois angles de mélange et une phase, paramètres libres de la théorie [27]. Ce dernier paramètre est la source de la violation de la symétrie CP dans les interactions faibles.

1.3 Limites du Modèle Standard

1.3.1 Un succès expérimental

Depuis sa création le Modèle Standard a su passer avec succès un nombre considérable de tests permettant ainsi sa validation expérimentale. Cette théorie a su se nourrir d'observation expérimentale comme nous l'avons vu dans la section 1.2.5 avec la théorie électrofaible mais a pu également montrer son caractère prédictif, qui n'a pour l'heure jamais été mis en défaut. Les exemples sont nombreux, parmi lesquels la découverte emblématique en 1983 des bosons W et Z et prédits vingt ans auparavant. Sa cohérence générale fut vérifiée à travers de nombreuses mesures de précision, en particulier dans le secteur électrofaible. La figure 1.7 illustre l'accord entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales de plusieurs paramètres du Modèle Standard.

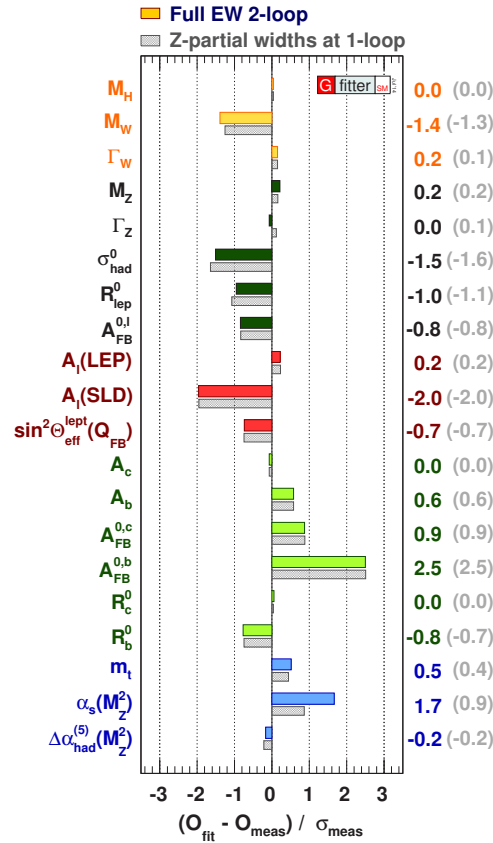


FIGURE 1.7: Différence entre les paramètres ajustés du Modèle Standard obtenus en contraignant tous les autres paramètres dans un ajustement global et toutes les valeurs mesurées expérimentalement, divisés par l'incertitude sur la mesure [28]. Dans ces paramètres, on compte par exemple les masses ou les largeurs des bosons de jauge, la constante de couplage, certaines asymétries, etc.

Plus récemment, la découverte d'un boson scalaire compatible avec l'hypothèse de Brout-Englert-Higgs est venue compléter cet édifice et asseoir davantage la robustesse du modèle. La figure 1.8 illustre la cohérence des prédictions théoriques du Modèle Standard avec les mesures expérimentales sur les corrélations existant entre les masses du boson W, du quark top et du boson de Higgs.

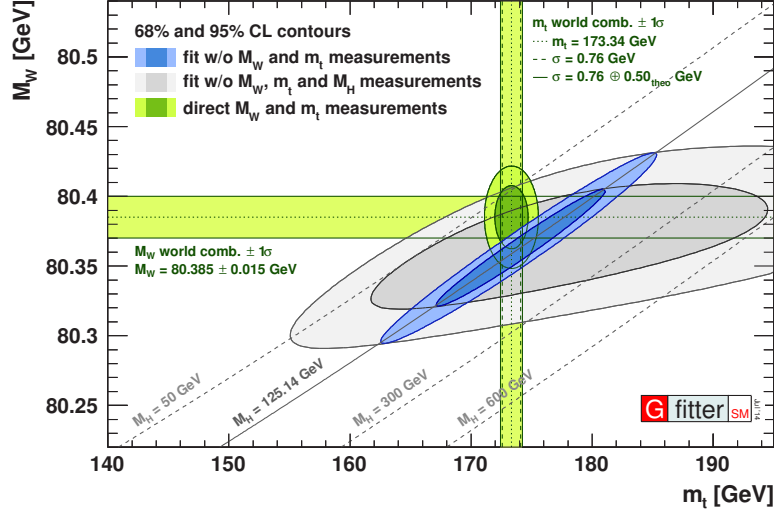


FIGURE 1.8: Corrélations entre les masses du boson W, du quark top et du boson de Higgs. Le graphique représente les contours à 2 dimensions à 68% et 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_W; m_{top})$ pour les ajustements électrofaibles aux données expérimentales incluant (en bleu) ou n'incluant pas (en gris) la mesure de la masse du boson de Higgs. Les mesures de la masse du boson W et du quark top sont toujours exclues des ajustements. Les bandes verticales et horizontales (en vert) représentent les mesures de m_W et m_{top} ainsi que leurs déviations standard [28].

1.3.2 Des questions en suspens

Malgré son succès, le Modèle Standard n'en est pas pour autant complètement satisfaisant. Il présente des limitations conceptuelles qui ne lui permettent pas de répondre à un certain nombre de questions théoriques ou encore de justifier certaines observations expérimentales. Cette section présente brièvement quelques-unes de ces limitations.

- **De nombreux paramètres libres :** D'un point de vue théorique, le Modèle Standard comporte un grand nombre de paramètres libres comme la masse des fermions ou encore les valeurs des différentes constantes de couplage. Dans le cas des masses, on observe expérimentalement que les valeurs de ces paramètres sont extrêmement différentes. Par exemple, le quark top est environ 70 000 fois plus lourd qu'un quark up, tandis qu'il n'est qu'environ 140 fois plus lourd qu'un quark beau. Il n'y a aucune façon d'expliquer cette hiérarchie dans le Modèle Standard.
- **Gravitation et problème de hiérarchie :** Le modèle standard n'intègre pas non plus l'interaction gravitationnelle dont la description, en matière de courbure de l'espace-temps, est pour le moment complètement découplée de celle des autres interactions. La nécessité d'un complément pour expliquer la gravitation et la différence de 17 ordres de grandeur entre l'échelle d'énergie du Modèle Standard (échelle électrofaible ~ 100 GeV) et celle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV) sont des limitations importantes portant le nom de "problème de hiérarchie". D'autre part, les expériences ont montré que les valeurs des constantes de couplage des diverses interac-

tions se modifiaient avec l'augmentation de l'énergie et semblaient en première approximation, converger vers une valeur unique. Une modélisation là encore plus complète permettrait dans cette hypothèse de décrire la matière jusqu'à l'échelle de Planck où la gravitation n'est plus négligeable à l'échelle subatomique.

- **Naturalité de la masse du boson de Higgs :** Une autre difficulté vise le potentiel de Higgs qui est placé de façon ad hoc, de même que le choix d'une valeur de μ négative et $\lambda > 0$ visant à briser la symétrie électrofaible (voir section 1.2.6). Le premier terme du potentiel joue un rôle clé sur le terme de masse du boson de Higgs ($m_h = \sqrt{\mu^2}$). Les corrections d'ordre supérieur à la masse du boson Higgs, illustrée figure 1.9, et en particulier les boucles impliquant le quark top, entraînent des divergences quadratiques sévères, difficilement régularisables par les mécanismes classiques de renormalisation et de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la masse du Higgs à l'ordre de l'arbre.

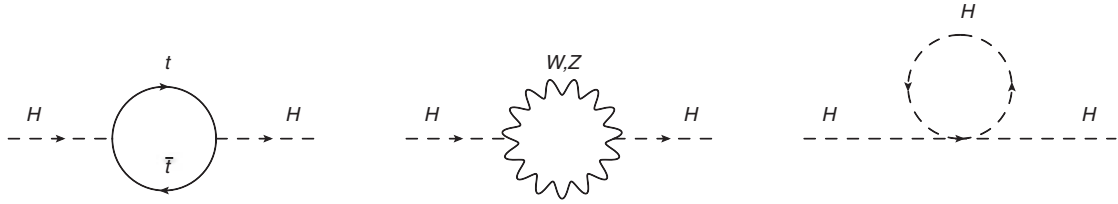


FIGURE 1.9: Diagrammes de Feynman à une boucle contribuant aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs.

Au premier ordre, la masse du boson de Higgs, tenant compte des boucles de fermions, pourra s'écrire comme :

$$m_h^2 = m_0^2 + \frac{\lambda_f^2}{8\pi} \Lambda^2 + \dots \quad (1.32)$$

où m_0 correspond à la masse nue du boson de Higgs, λ_f le couplage de Yukawa d'un fermion f et Λ l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est supposé valable. λ peut prendre a priori des valeurs quelconques. Supposons que l'on souhaite que le Modèle Standard soit valable jusqu'à l'échelle de Planck, λ_f doit être ajusté très finement à 32 décimales près ce qui ne semble pas naturel. On parlera alors de problème "naturalité".

- **Matière noire et énergie noire :** Enfin, dans un autre registre, le Modèle Standard n'explique pas non plus la matière noire invoquée pour rendre compte d'observations astrophysiques, notamment sur les estimations des masses des galaxies et l'explication de leur courbe de vitesse de rotation. La figure 1.10(a) illustre la vélocité anormale de la galaxy M33 observée et expliquée par l'ajout d'un halo de matière noire autour de la galaxie. Cette matière noire serait estimée à 25% de la masse de l'univers. De plus, S. Perlmutter, A. Riess et B. Schmidt observèrent en 1998 que la luminosité apparente de supernovæ lointaines de type 1a, considérées comme des chandelles standards, était plus faible qu'attendue. La figure 1.10(b) illustre ces résultats en présentant la magnitude lumineuse de supernovæ de type 1a mesurée par différentes expériences en fonction de leur décalage vers le rouge [29]. Ils en déduisirent que l'Univers était dans une phase d'expansion accélérée. Cette dernière s'interpréterait comme provenant de l'existence d'une énergie noire, encore inconnue et qui constituerait près de 70% de notre Univers.

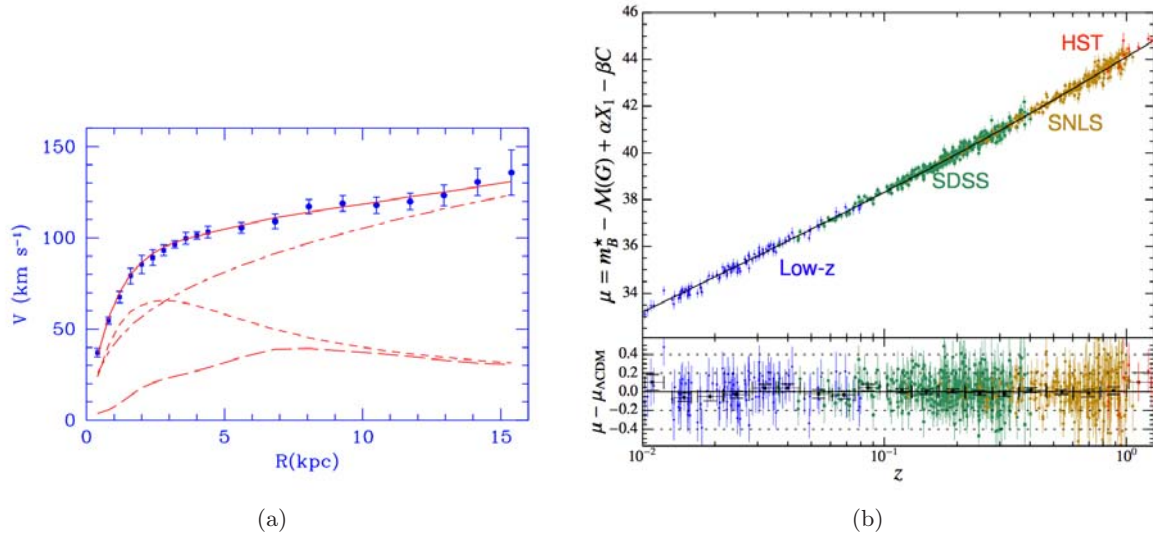


FIGURE 1.10: (a) Courbe de vitesse de rotation observée de la galaxie M33 [30]. Les contributions du disque stellaire (pointillés courts) et du gaz (pointillés longs) sont également représentées. La courbe de rotation observée ne s’explique ici que par l’ajout d’une contribution supplémentaire d’un halo de matière noire (pointillés mixte). (b) Magnitudes lumineuses corrigées de supernovæ de type Ia mesurées par différentes expériences, en fonction du décalage vers le rouge z [29].

- D’autres questions en suspens : Rien n’explique pourquoi l’interaction faible distingue les états de chiralité gauche et droite. D’un point de vue expérimental, il n’existe non plus aucune explication quant au nombre de générations de particules. Le Modèle Standard considère également les neutrinos comme des particules de masse nulle, or les récents résultats portant sur l’oscillation des neutrinos ne peuvent s’expliquer que par des neutrinos massifs [31]. Enfin, rien dans le Modèle Standard ne permet d’expliquer l’amplitude de l’asymétrie matière/antimatière dans l’Univers.

1.4 Conclusion

Après avoir dressé un panorama général du Modèle Standard, nous avons pu mettre en évidence quelques-unes de ses limites conceptuelles motivant aujourd’hui la recherche de Nouvelle de Physique. Afin de remédier à ces difficultés de nombreuses propositions théoriques alternatives au Modèle Standard sont avancées. Le chapitre suivant se propose de dresser un panorama général de ces différentes approches.

Chapitre 2

Une physique au-delà du Modèle Standard

2.1 Nouvelles symétries et dimensions supplémentaires

Afin de remédier aux limites du Modèle Standard, des développements théoriques s'attaquent à ces problèmes en se basant essentiellement sur deux approches fondamentalement différentes. La première s'intéresse aux symétries de jauge. Elle tente notamment d'étendre celles du Modèle Standard afin d'intégrer de nouveaux phénomènes. La deuxième travaille quant à elle sur la modélisation de l'espace-temps et sur les conséquences de l'ajout de dimensions supplémentaires. En dehors des prédictions attendues basées sur des corrections souhaitées du Modèle Standard, on observe l'émergence presque récurrente de nouvelles particules ou de nouveaux couplages. La figure 2.1 résume les différentes problématiques (Matière noire, origine de la brisure de la symétrie électrofaible EWSB¹, Naturalité, Grande Unification, etc.) que se proposent de traiter la plupart des grandes propositions théoriques.

Idées \ Questions	Matière Noire	Origine EWSB	Naturalité	Unification	Nouvelles forces
"SuSy"	✓	✓	✓	✓	✓
Extra dimensions	✓	✓	✓	✓	✓
Extension Secteur de Higgs		✓	✓		✓
Extension Symétrie de jauge SU(2)				✓	✓
...			...		

Tableau 2.1: Grande problématiques de physique et propositions théoriques au-delà du Modèle Standard. Tableau inspiré par [32].

Parmi l'ensemble des propositions théoriques au-delà du Modèle Standard, on peut dégager quatre grands axes de recherche.

La Super-Symétrie : Le premier axe concerne les extensions Super-Symétriques ("SuSy") du Modèle Standard [33]. Cette approche vise à considérer une nouvelle symétrie reliant fermions et bosons, et prévoit qu'à chaque particule élémentaire soit associée un compagnon Super-Symétrique ayant les mêmes propriétés physiques à l'exception de son spin qui diffère d'un facteur $-1/2$. Cette nouvelle symétrie introduit une nouvelle quantité conservée, appelée R-parité, et associée à chaque particule (-1 pour les particules Super-Symétrique, $+1$ pour les particules du Modèle Standard). Ces modèles possèdent ainsi une zoologie de particules plus complexe que le Modèle Standard. Le secteur de Higgs est également étendu via l'introduction de doublets de

1. EWSB pour *ElectroWeak Symetry Breaking*.

champs scalaires supplémentaires nécessaires à l'acquisition des masses de l'ensemble des particules mises en jeu. Le fait que l'on n'ait jamais observé de particules de masses identiques et de spins différents de $1/2$, implique que la supersymétrie serait brisée à une échelle d'énergie supérieure à celle de la brisure électrofaible, ce qui engendrerait des masses bien plus importantes aux partenaires supersymétriques que celles accessibles jusqu'à présent expérimentalement. Toutefois, les approches Super-Symétriques offrent un certain nombre de solutions séduisantes aux faiblesses du Modèle Standard. Elles offrent notamment une solution au problème de hiérarchie en compensant les divergences quadratiques dans les calculs perturbatifs via l'ajout de particules Super-Symétriques. La Super-Symétrie permet également aux trois constantes de couplage des interactions de jauge de converger vers une valeur unique à haute énergie, permettant ainsi de placer ces théories dans la catégorie des Théories de Grande Unification (GUT). Enfin, la conservation de la R-parité implique que chaque Super-particule ne peut être produite que par paires et que chacune se désintègre au moins en une autre super-particule plus légère. La plus légère d'entre elles étant stable se présenterait naturellement comme un candidat de matière noire.

Extra dimensions : Le deuxième grand axe de recherche concerne les théories introduisant une ou plusieurs dimensions d'espace supplémentaires à l'espace-temps de Minkowski. Cette deuxième approche remonte initialement d'une volonté d'unifier la gravitation aux autres interactions fondamentales [34]. Les théories aux dimensions supplémentaires regroupent un grand nombre de modèles aux phénoménologies parfois très différentes les uns des autres. Toutefois, elles se regroupent autour de l'apparition de nombreuses particules supplémentaires, pouvant fournir suivant les modèles des candidats matière noire et autres résonances massives potentiellement observables auprès des collisionneurs de particules. Nous reviendrons dans la suite de ce chapitre sur quelques éléments des théories de Kaluza-Klein, redevenue à la mode vers la fin des années 1990 grâce aux développements en théorie des cordes et des super-cordes.

Extension du secteur de Higgs : D'autres approches s'orientent plus spécifiquement vers des extensions du secteur de Higgs, notamment en introduisant des doublets de champs scalaires supplémentaires comme les modèles 2HDM [35] afin de fournir une alternative au mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible ou encore de participer à l'explication de l'asymétrie baryonique dans l'Univers en introduisant une violation spontanée et explicite de la symétrie CP. Nous reviendrons sur ces modèles dans le dernier chapitre de cette thèse.

Extension des symétrie de jauge : Enfin une dernière classe de modèles s'attache à étendre les symétries de jauge du Modèle Standard. Là encore, cette approche concerne une très grande variété de modèles, s'attaquant avec plus ou moins d'ambition à différents problèmes du Modèle Standard. Ces modèles introduisent de nouveaux bosons de jauge et par ce fait de nouvelles forces, également activement recherchés auprès des collisionneurs de particules. On compte notamment parmi eux les modèles de symétrie Droite/Gauche [36, 37, 38] qui introduisent un groupe $SU(2)_R$ au Modèle Standard afin d'expliquer la violation de la symétrie de parité dans les interactions faibles. Ces derniers feront l'objet d'une discussion plus spécifique dans la suite de ce chapitre.

2.1.1 Le quark top au cœur de la recherche de Nouvelle Physique

Le quark top : une particule unique

Découvert en 1995 par les collaborations CDF [39] et D0 [40] auprès du collisionneur Tevatron, le quark top est la particule fondamentale la plus lourde connue à ce jour avec une masse de $173,34 \pm 0,76$ GeV [41]. La figure 2.1 présente les différentes mesures de la masse du quark top réalisées par les expériences ATLAS, CMS, D0 et CDF. Justifiée par un couplage de Yukawa proche de 1 dans le Modèle

Standard, la masse élevée du quark s'explique dans des théories au-delà du Modèle Standard, telles que les théories *top-flavour* [42] [43] via l'introduction de nouvelles symétries et mécanismes de brisure donnant par exemple spécifiquement une masse aux fermions de troisième génération. Ces théories prédisent généralement de nouvelles particules massives auxquelles le quark top peut se coupler. Ainsi, le rôle privilégié que joue le quark top dans de nouvelles dynamiques au-delà du Modèle Standard, fait de cette particule un outil remarquable pour la recherche de Nouvelle Physique.

Le quark top est également une particule ayant le temps de vie très court, soit $\tau_{\text{top}} \simeq 10^{-25} \text{s}$, plus petite que l'échelle de temps de l'interaction forte $\tau_{\text{had}} \simeq h/\Lambda_{QCD} \simeq 10^{-23} \text{s}$, ce qui rend impossible sa participation à la formation d'édifice hadronique avec d'autres quarks. Il se présente donc comme le seul quark observable à l'état libre. Du fait de sa désintégration rapide, il n'a pas le temps de renverser son spin : $\tau_{\text{flip}} \simeq \hbar m_t / \Lambda_{QCD}^2 \gg \tau_{\text{had}}$. Ses propriétés de spin sont conservées et directement transférées à ses produits de désintégration.

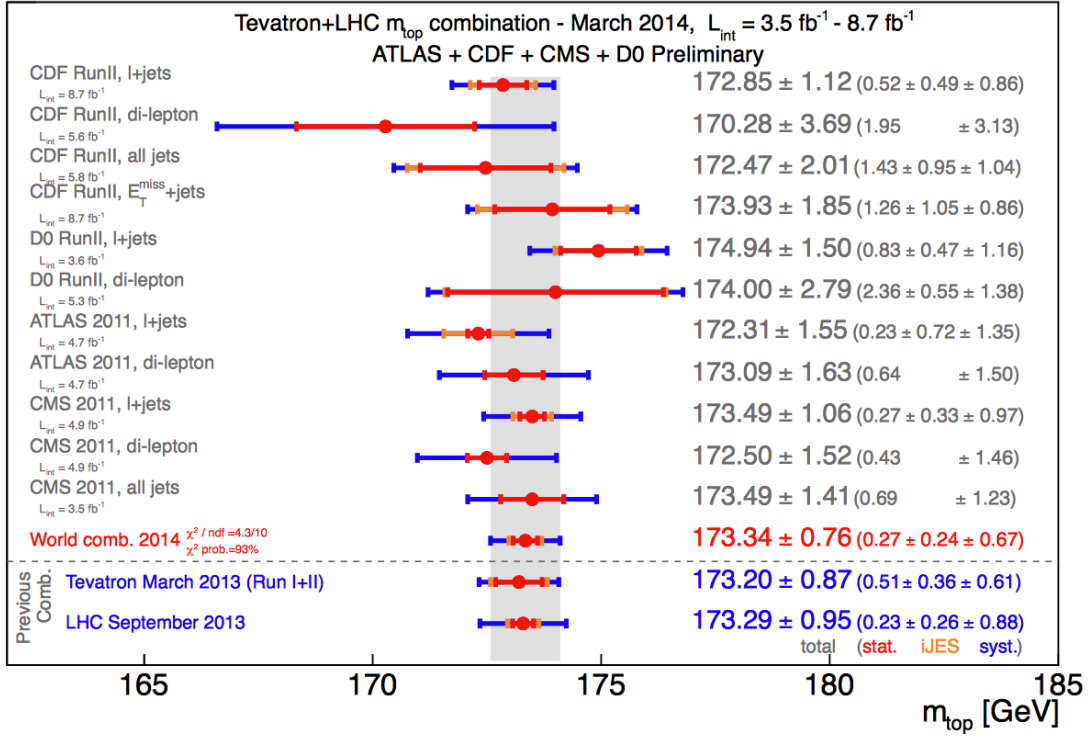


FIGURE 2.1: Mesures de la masse du quark top réalisées par les expériences ATLAS, CMS, D0 et CDF dans plusieurs canaux de désintégration du quark top. La première combinaison mondiale de cette mesure est également présentée [41].

Il existe deux modes principaux de production du quark top. Au près des collisionneurs hadroniques, le quark top est essentiellement produit en paire $t\bar{t}$ par interaction forte, comme illustré figure 2.2.

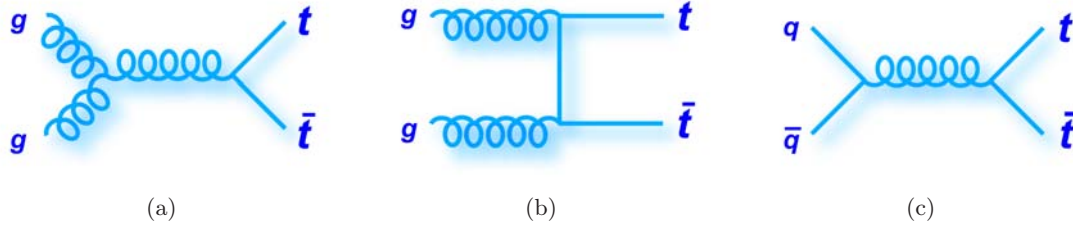


FIGURE 2.2: Diagrammes de Feynman à l'arbre des processus de production de paires de quarks top $t\bar{t}$ par interaction forte auprès des collisionneurs hadroniques par (a) (b) fusion de gluon et (c) annihilation quark-antiquark.

Il peut également être produit individuellement par interaction faible avec une section efficace totale $\sigma_t \simeq \frac{1}{2}\sigma_{t\bar{t}}$. Cette production peut se faire par processus de diffusion (voie t), par production associée d'un quark top avec un boson W ou par processus d'annihilation (voie s), comme illustré figure 2.3. La figure 2.4 présente les mesures des sections efficaces *single top* en voie t et Wt réalisées par les expériences ATLAS et CMS en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Pour la voie s seule la limite sur la section efficace est indiquée.

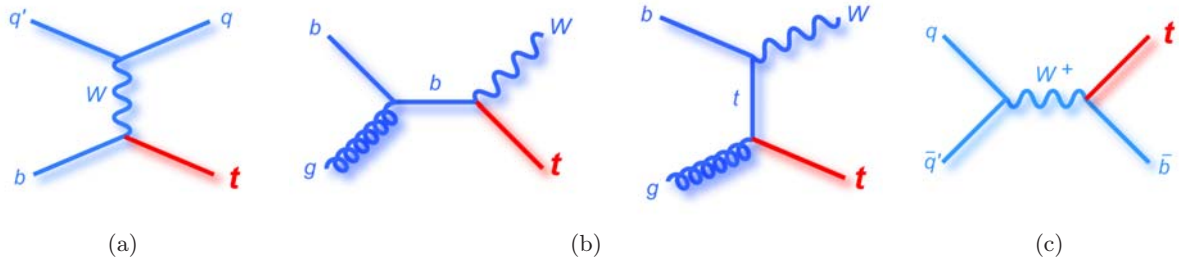


FIGURE 2.3: Diagrammes de Feynman à l'arbre des processus de production de quark top célibataire par interaction faible en (a) voie t , (b) voie Wt et (c) voie s .

Enfin, dans le Modèle Standard, le quark top a la particularité de se désintégrer à plus de 99% en un boson W et un quark beau, offrant deux états finals de désintégration, comme illustré figure 2.5. Ceci implique que si le vertex $t \rightarrow bW^+$ est légèrement modifié par des contributions de Nouvelle Physique, sa largeur sera automatiquement affectée par cet effet.

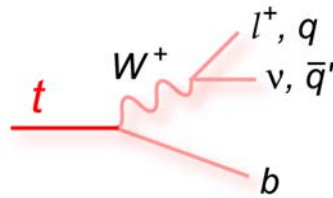


FIGURE 2.5: Diagrammes de Feynman des désintégrations dominantes du quark top. Le quark top se désintègre hadroniquement avec une probabilité de 67,6 % et leptoniquement avec une probabilité de 32,4 % [13].

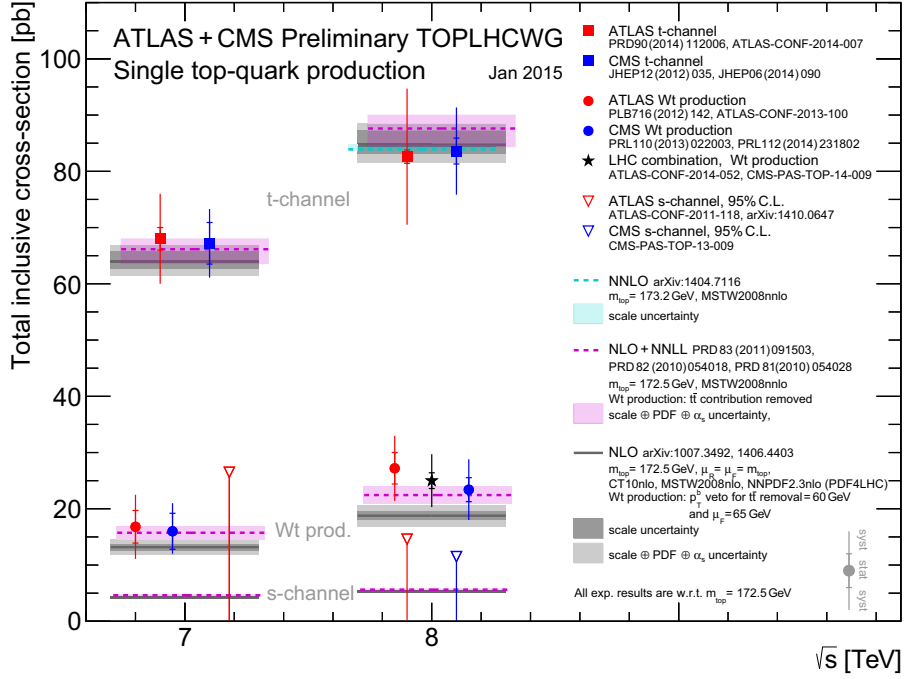


FIGURE 2.4: Mesures des sections efficaces *single top* en voie *t* et *Wt* réalisées par les expériences ATLAS et CMS en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Pour la voie *s* seule la limite sur la section efficace est indiquée [44].

Le quark top et la recherche de Nouvelle Physique

Ainsi la recherche de Nouvelle Physique dans le secteur du quark top peut se faire tout d'abord au travers de la détermination de ses propriétés : mesures de sa masse, de sa charge, de son spin, de son temps de vie ou encore de sa largeur. De nombreuses mesures de précision sont réalisées afin de détecter d'éventuelle déviation au Modèle Standard. La Nouvelle Physique est également recherchée au travers de sa production, via des mesures de section efficaces, de corrélation de spin, ou également dans des recherches directes de productions résonnantes $X \rightarrow t\bar{t}$ et autres couplages à des particules de nouvelles physiques.

En particulier, il est très avantageux d'étudier les mécanismes de production faibles du quark top célibataire, car sa section efficace est directement proportionnelle au couplage faible du top. Ainsi des déviations provenant d'éventuelles contributions de Nouvelle Physique seraient facilement identifiables. La figure 2.6 présente un exemple de contraintes obtenues sur les sections efficaces de production de quark top célibataire en voie *t* et en voie *s* mesurées par l'expérience D0 [45] et comparées à différentes hypothèses de Nouvelle Physique introduisant par exemple des quarks de quatrième génération ou des processus de changement de saveurs par courant chargé pouvant affecter les vertex d'interactions [46].

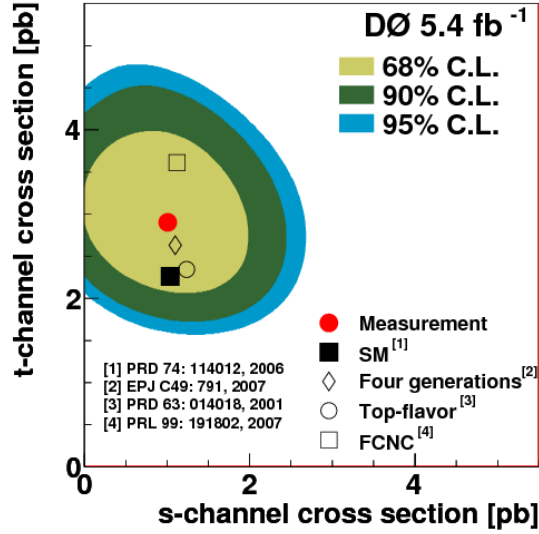


FIGURE 2.6: Contraintes sur les sections effaces de production de quark top célibataire en voie t et en voie s mesurées par l'expérience DØ [45] et comparées à différentes hypothèses de Nouvelles Physiques [46].

Enfin, la Nouvelle Physique peut se manifester dans les désintégrations du quark top. Des mesures de précision sont réalisées de l'hélicité du boson W , du paramètre V_{tb} ou encore des recherches directes de couplages anomaux ou de processus de changement de saveurs par courant neutre. Tous ces éléments font du quark top une sonde de grand intérêt pour la recherche de Nouvelle Physique.

2.2 Prédiction de nouveaux bosons de jauge lourds chargés

De nombreuses approches théoriques au-delà du Modèle Standard prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge lourds chargés, généralement appelés W' . Apparaissant comme des excitations de Kaluza-Klein du boson W dans les modèles d'Extra-Dimensions Universelles [47, 48, 49], ils jouent également un rôle-clé dans beaucoup de théories étendant les symétries fondamentales du Modèle Standard. Dans les modèles dits Symétrique Droite/Gauche [36, 37, 38] qui tentent d'expliquer la violation de la symétrie de parité dans les interactions faibles, le boson W' est introduit par exemple en tant qu'homologue du boson W se couplant à des fermions de chiralité droite. Ou encore, dans les théories dites "Little Higgs" [50] il participe à des mécanismes visant à annuler les divergences quadratiques qui apparaissent dans le calcul de la masse du boson de Higgs, en proposant une solution au problème de naturalité. Les sections suivantes présentent brièvement deux de ces modèles afin d'appréhender les mécanismes à l'origine de l'émergence de ces nouvelles particules.

2.2.1 Modèle Symétrique Droite-Gauche

Ce premier exemple est une extension directe du Modèle Standard et peut-être un des plus simples. Sa motivation première est la restauration de la symétrie de parité au moins à haute énergie, et l'explication de la violation de cette dernière observée à basse énergie. Ce modèle vise à ce que les fermions de chiralité gauche et droite se couplent de manière identique à des bosons de jauge distincts de masses différentes, de telle façon que la symétrie de parité reste spontanément brisée dans la théorie standard mais soit une symétrie exacte d'une théorie plus fondamentale. Une telle proposition conduit à d'autres résultats attrayants, tels que l'existence par exemple d'un mécanisme naturel conduisant à des masses de neutrinos non nulles mais extrêmement faibles, pour autant que l'échelle d'énergie de

brisure de la symétrie de parité soit suffisamment grande.

Ce modèle est construit en ajoutant un groupe $SU(2)_R$ droit au secteur électrofaible du Modèle Standard. Ainsi toute particule de chiralité gauche aura un partenaire de chiralité droite. Par analogie, les singulets de fermions droits seront cette fois décrits en doublet :

$$u_R, d_R \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R \quad \text{et} \quad \nu_R, l_R \rightarrow \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_R.$$

L'hypercharge doit être modifiée de sorte que ce nombre quantique soit identique pour les particules droites et gauches. À partir de la troisième composante d'isospin faible on tire la relation suivante $Q = I_{3L} + I_{3R} + \tilde{Y}/2$ avec $\tilde{Y} = B - L$, B et L étant respectivement les nombres quantiques baryonique et leptonique des différents fermions. La dérivée covariante du modèle électrofaible est également modifiée et étendue à une partie droite introduisant de ce fait un nouveau triplet de bosons $W_\mu^{a,R}$ ($a=1,2,3$) associé au groupe $SU(2)_R$:

$$D_\mu^{L/R} = \partial_\mu + ig_{L/R} \cdot \tau_a \cdot W_\mu^{a,L/R} + ig' \cdot \frac{B-L}{2} \cdot B_\mu.$$

Grâce à une extension du mécanisme de Brout-Englert-Higgs, la symétrie droite gauche se brise afin de révéler la structure du Modèle Standard :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{\tilde{Y}} \otimes \mathcal{P} \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM},$$

où \mathcal{P} symbolise une symétrie sous des transformations de parité qui sera brisée à basse énergie. Compte tenu de la dimensionnalité de la symétrie de jauge, un champ de Higgs Φ modélisé par une matrice 2×2 de champs scalaires complexes doit être introduit. Le champ ϕ est capable d'assigner une masse aux fermions mais n'est pas utilisé pour la brisure de symétrie droite-gauche. Le secteur du Higgs est élargi par deux triplets scalaires : Δ_L et Δ_R construits à partir des matrices de Pauli. Les états fondamentaux de ces champs dans le vide correspondent à

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 & 0 \\ 0 & v_2 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Delta_{L,R,0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ w_{L/R} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Si l'on fait l'hypothèse suivante sur les valeurs attendues du vide $|w_L|^2 \ll |v_1|^2 + |v_2|^2 \ll |w_R|^2$, on attribue la brisure de symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{\tilde{Y}}$ à la présence de w_R . Le champ ϕ s'occupera de la deuxième brisure de symétrie pour observer $U(1)_{EM}$. La relation $|w_L|^2 \ll |w_R|^2$ se traduit directement en matière de masse des bosons de jauge droit et gauche. Comme dans la théorie électrofaible, des combinaisons linéaires des champs de jauge sont réalisées afin d'obtenir les champs physiques. Cependant une subtilité apparaît. Dans ce modèle les états physiques, c'est-à-dire les états propres de chiralité $W_{L/R}$, ne correspondent pas directement aux états propres de masse $W_{1/2}$:

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\xi & -\sin\xi e^{i\lambda} \\ \sin\xi e^{i\lambda} & \cos\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix}.$$

On doit introduire un nouvel angle de mélange et une nouvelle phase. Mais en utilisant les valeurs attendues du vide on peut montrer que

$$m_1^2 \simeq \frac{1}{4} g^2 (|v_1|^2 + |v_2|^2) \simeq m_W^2 \quad \text{et} \quad m_2^2 \simeq \frac{1}{4} g^2 (2|w_R|^2 + |v_1|^2 + |v_2|^2) \simeq \frac{1}{2} g^2 |w_R|^2.$$

Notre W_1 va correspondre au boson W du Modèle Standard avec $m_1 \simeq m_W$ alors que la masse m_2 du nouveau boson W_2 est déterminée par l'échelle de la brisure de symétrie de $SU(2)_R$, w_R . Pour

l'heure cette échelle n'a toujours pas été observée et donc doit être assez grande, tout comme la masse $m_2 \gg m_W$ impliquant que l'angle de mélange soit négligeable :

$$\xi \propto \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^2 \approx 0. \quad (2.2)$$

Finalement, $W_1 \approx W_L$ correspondra au boson W standard et $W_2 \approx W_R$ sera alors assimilé à un nouveau boson de jauge lourd, que l'on nommera W' . On précisera que d'autres particules remarquables sont prédites dans ce modèle comme l'existence d'un neutrino de chiralité droite ou encore un deuxième boson de jauge lourd neutre noté Z' . Plus de détails sur ce modèle pourront se trouver dans la référence [51].

2.2.2 Modèles des Extra Dimensions Universelles de Kaluza-Klein

Ce deuxième exemple illustre la deuxième approche théorique travaillant sur la dimensionnalité de l'espace-temps. L'idée des dimensions supplémentaires remonte à la volonté d'unifier les différentes forces de la nature [34]. Après la découverte de la relativité générale, Kaluza (1919) et Klein (1926) réalisèrent qu'une théorie d'Einstein à 5 dimensions pouvait décrire à la fois la gravité à 4 dimensions ainsi que l'électromagnétisme. La théorie originale possédait cependant de nombreux problèmes et ne pouvait pas servir d'alternative viable à la description de la nature. À la fin des années 1970-1980 les théories aux extra-dimensions reçurent un regain d'intérêt suite aux développements théoriques de la supergravité ou des supercordes. Les propositions de Kaluza-Klein furent réactualisées dans un nouveau contexte théorique moderne, nourries par ces récentes avancées. Toutes ces investigations ont pour objectif premier d'intégrer la gravité dans une description unifiée des interactions fondamentale et ainsi répondre au problème de hiérarchie. La faiblesse de ces approches réside essentiellement dans leur validation expérimentale. En effet, à des énergies voisines de l'échelle de "Planck" ($\Lambda < 10^{19} \text{ GeV}$), l'espoir d'observer des phénomènes gravitationnels à l'échelle subatomique semble faible. Cependant, une conséquence observable de ces théories pourrait venir des champs de jauge du Modèle Standard qui, en se propageant dans ces extra-dimensions, se verraient associés à des partenaires excités pouvant se coupler à des fermions. Tentons de comprendre ce phénomène à travers un modèle simplifié.

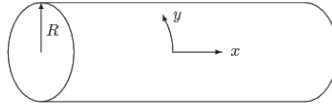


FIGURE 2.7: Schématisation d'une extra-dimension compactifiée sur un cercle. x symbolise une dimension d'espace classique et y désigne la dimension supplémentaire.

À notre espace-temps quadridimensionnel ajoutons une dimension supplémentaire compactifiée sur un cercle de rayon R , notée y (Fig. 2.7). Les coordonnées d'un point de cet espace seront alors définies de la façon suivante $x = (x^\mu, y)$ avec $\mu = 0, 1, 2, 3$ et $y = x^4$. La notion de compactification signifie que les coordonnées y et $y + 2\pi R$ soient identiques. Cela implique la périodicité de la valeur d'un champ quelconque ϕ suivant y , telle que $\phi(x^\mu, y + 2\pi R) = \phi(x^\mu, y)$. Compte tenu de cette périodicité il est possible de réaliser une décomposition en série de Fourier de ϕ le long de la direction y .

$$\phi(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi^{(n)}(x^\mu) e^{i \frac{n}{R} y} \quad (2.3)$$

Poursuivons cet exemple en considérant ϕ comme un champ scalaire libre de masse nulle et calculons son action $S = \int d^5 x \frac{1}{2} \partial_M \phi(x^\mu, y) \partial^M \phi(x^\mu, y)$ en injectant son expression en série de Fourier. Ici ∂M

représente la dérivée partielle dans l'espace à cinq dimensions. Si l'on tente de réécrire cette expression en se plaçant d'un point de vue à quatre dimensions, on montre que [34] :

$$S = \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^{(0)} \partial^\mu \phi^{(0)} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\partial_\mu \phi^{(n)\dagger} \partial^\mu \phi^{(n)} - \frac{n^2}{R^2} \phi^{(n)\dagger} \phi^{(n)} \right] \right\}. \quad (2.4)$$

On remarque alors que d'un point de vue à quatre dimensions cette action décrit en fait en série infinie de particules nommée "tour de Kaluza-Klein", ayant des masses $m_{(n)} = n/R$. Ainsi, à 5 dimensions si un champ $\phi'(x^\mu, y)$ a une masse m_0 la particule de Kaluza-Klein associée à quatre dimensions aura la masse $m_{(n)}^2 = m_0^2 + n^2/R^2$. Enfin, si l'inverse du rayon de compactification est de l'ordre du TeV ou moins, des effets de ces états excités pourraient être observés expérimentalement. Ces résultats peuvent se généraliser à plus d'une dimension supplémentaire.

Dans le modèle dit des Extra-Dimensions Universelles de Kaluza-Klein, initialement introduits pour expliquer la matière noire, l'ensemble des particules du Modèle Standard sont capables d'évoluer dans ces dimensions supplémentaires, engendrant des tours de particules. La conservation du moment cinétique dans les dimensions supplémentaires entraîne la conservation d'un nouveau nombre quantique de K parité. Les excitations des niveaux impairs des tours ont un nombre $K = -1$ tandis que les excitations des niveaux pairs ont un nombre $K = 1$. Cette conservation a pour conséquence que les particules des premiers niveaux sont produits par paires tandis que les particules des niveaux supérieurs peuvent être produites seules et se désintégrer en particules du Modèle Standard. [34] [52]. Ainsi nous appellerons W' la deuxième excitation de Kaluza-Klein du boson de jauge électrofaible W . La découverte de cette particule pourrait être un premier pas vers une justification expérimentale des extra-dimensions.

2.3 État de l'art de la recherche de bosons W'

La recherche expérimentale de nouveaux phénomènes au-delà du Modèle Standard repose essentiellement sur deux approches. D'un côté, des recherches directes tentent de mettre évidence de nouvelles particules (ou résonances) ou de nouveaux couplages, tandis que des recherches indirectes, tentent quant à elles d'extraire des contraintes sur les modèles théoriques grâce à des mesures de précision. Le boson W' fait l'objet d'une recherche expérimentale intensive qui n'a pas pour l'instant réussi à mettre en évidence la particule. Cette section se propose de résumer les principales approches employées pour la recherche du boson W' ainsi que les contraintes expérimentales obtenues.

Recherches directes

Dans un collisionneur hadronique le boson W' peut être détecté à travers la production résonnante de paires de fermions ou de bosons de jauge. Les recherches directes de signal de boson W' se désintégrant en un lepton chargé et un neutrino offrent à l'heure actuelle les contraintes les plus fortes sur la masse du boson W' . Dans la plupart des stratégies envisagées dans ce canal, un neutrino potentiel droit est supposé plus léger que le boson W'_R afin de permettre sa désintégration. Dans le cas où le boson W'_L se couplerait à des fermions gauches des effets d'interférences W/W_L pourraient être observables [53]. Aujourd'hui seules des limites sont obtenues dans les canaux $e\nu$ et $\mu\nu$.

Un deuxième canal important est le canal de désintégration $W' \rightarrow t\bar{b}$. Ce dernier permet entre autres d'être sensible aux modèles lepto-phobiques où le boson W' ne se désintégrerait pas en un lepton chargé et un neutrino. De plus, dans le secteur droit, dans l'hypothèse où la masse d'un neutrino de chiralité droite ν_R serait plus élevée que celle du boson W' , seules les désintégrations hadroniques du boson W' seraient autorisées. Toutefois, compte tenu de son caractère hadronique, la signature

expérimentale de ce canal reste plus complexe à étudier que la signature leptonique.

Enfin, le boson W' fait aussi l'objet de recherches dans des productions diboson $W' \rightarrow WZ$ ou encore dijets $W' \rightarrow q\bar{q}$. Le tableau 2.2 résume les principales régions en masse du boson W' exclues par les expériences CDF et D0 au Tevatron ainsi que par les expériences ATLAS et CMS au LHC dans les canaux de recherche $e\nu$, $\mu\nu$, $t\bar{b}$, $q\bar{q}$, WZ .

Collisionneur	Expérience	Canaux de recherche			
		$l\nu$ (e ou μ)	$t\bar{b}$	$q\bar{q}$	WZ
Tevatron	CDF	< 1.12 TeV [54]	< 825 GeV [55]	280-840 GeV [56]	285-516 GeV [57]
	D0	< 1.00 TeV [58]	< 916 GeV [59]	-	180-600 GeV [60]
LHC	ATLAS	< 3.24 TeV [61]	< 1.92 TeV [62]	-	< 1.59 TeV [63]
	CMS	< 3.35 TeV [64]	< 2.05 TeV [65]	1.20-2.29 TeV [66]	< 1.5 TeV [67]

Tableau 2.2: Principales régions en masse du boson W' exclues par les expériences CDF et D0 au Tevatron ainsi que par les expériences ATLAS et CMS au LHC dans les canaux de recherche $e\nu$, $\mu\nu$, $t\bar{b}$, $q\bar{q}$, WZ . On précisera que chacune de ces limites s'interprète dans un contexte théorique spécifique précisé dans les références indiquées.

Contraintes indirectes

Des contraintes peuvent être également apportées sur la masse ou les couplages du boson W' de manière indirecte à travers l'étude de processus à plus basse énergie, et dans des contextes plus ou moins indépendants des modèles théoriques. Par exemple, si le couplage du boson W' aux quarks n'est pas supprimé, alors des diagrammes de Feynman en boîte, comme illustrés figure 2.8, impliquant des bosons W et W' doivent contribuer aux mélanges des mésons neutres. En particulier, dans le cadre des modèles de symétrie droite/gauche où le boson W' se couple à des quarks de chiralité droite, des limites d'exclusion provenant du mélange des Kaons neutres $K_L - K_S$ peuvent être obtenues sur la masse du boson W' , excluant cette dernière jusqu'à des valeurs de 2.4 TeV [68].

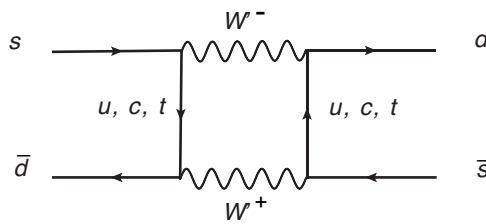


FIGURE 2.8: Exemple de diagrammes de Feynman en boîte impliquant des bosons W et W'_R contribuant au mélange des kaon neutres $K_L - K_S$.

Le boson W' peut également contribuer à l'arbre dans de nombreux processus à basse énergie. Ces contributions pourraient par exemple affecter la mesure de la constante de Fermi G_F dans la désintégration du muon et ainsi affecter de nombreux processus électrofaibles. En 2011, l'expérience TWIST a réalisé des tests de la violation de la symétrie de parité dans les désintégrations de muons polarisés qui ont permis d'exclure le boson W' pour des masses inférieures à 600 GeV dans le contexte des modèles de symétrie droite/gauche où le boson W' se couplerait à des fermions de chiralité droite [69].

De plus, si le neutrino de chiralité droit est une particule de Majorana ($\nu = \bar{\nu}$) alors les amplitudes de transition des doubles désintégrations β sans neutrino se verraient affectées par des contributions de diagrammes à l'arbre impliquant le boson W' comme illustré figure 2.9. Ces désintégrations n'ayant pas encore été observées, des contraintes peuvent être apportées dans le plan m'_W vs. m_{ν_R} [70].

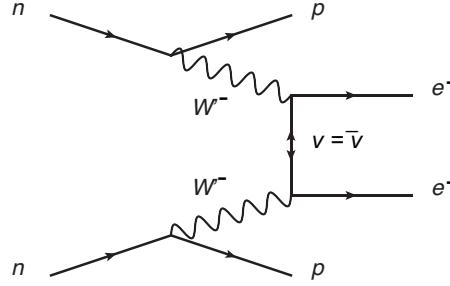


FIGURE 2.9: Exemple de diagrammes de Feynman en boîte impliquant des bosons W et W'_R contribuant au mélanges des kaons neutres $K_L - K_S$.

2.4 Conclusions

Afin de remédier aux limites du Modèle Standard, de nombreuses propositions théoriques alternatives sont avancées dans lesquelles le quark top pourrait y jouer un rôle essentiel. Dans un grand nombre de ces propositions, il est prédit l'existence de nouveaux bosons de jauge lourds chargés appelés W' . Aujourd'hui, le grand collisionneur de hadrons LHC et le détecteur ATLAS, nous ouvrent une fenêtre d'observation sur des gammes d'énergies encore inexplorées, augmentant ainsi nos chances de découverte. Les chapitres suivants présentent ce dispositif expérimental.

Deuxième partie

Contexte expérimental

Chapitre 3

Le grand collisionneur de hadrons LHC

3.1 Introduction

Le grand collisionneur de hadrons LHC [71] est un accélérateur/collisionneur de particules circulaire situé au CERN près de Genève, sous la frontière franco-suisse à environ 100 mètres de profondeur, comme illustrée par la figure 3.1. Succédant au LEP (Large Electron Proton Collider), le LHC réutilise des infrastructures construites pour son prédécesseur, notamment un tunnel de 27 km de circonférence.

Le LHC accélère et met en collision des faisceaux de protons (également d'ions de plomb) circulant en sens opposé. Le choix de faire circuler des hadrons plutôt que des électrons limite les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron, permettant ainsi d'atteindre des énergies dans le centre de masse plus élevée. De plus, les protons étant des particules composites, l'énergie accessible aux partons entrant en collision n'est donc pas connue. Ce qui permet ainsi de couvrir un spectre très étendue. Ces propriétés font des collisionneurs hadroniques les instruments les plus adaptés à la recherche de Nouvelle Physique. Le LHC fut imaginé pour fournir des collisions proton-proton à une énergie nominale dans le centre de masse de 14 TeV, faisant de lui le collisionneur de particules le plus puissant jamais construit à ce jour.

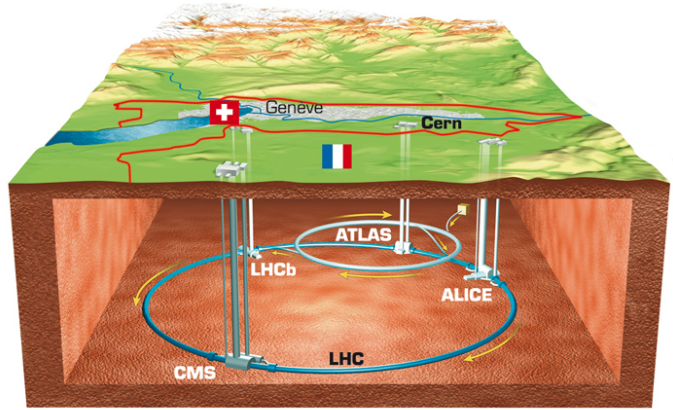


FIGURE 3.1: Vue schématique du LHC.

Ce chapitre se propose de revenir sur quelques éléments de la phénoménologie des collisions proton-proton avant de décrire brièvement les caractéristiques générale de la machine. On précisera enfin que le travail de recherche réalisé au cours de cette de thèse s'inscrit dans la fin de la première phase d'opération du LHC (Run 1) réalisant des collisions de protons à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV.

3.2 Éléments sur la phénoménologie des collisions proton-proton

Le caractère composite des hadrons offre aux collisions proton-proton une phénoménologie relativement complexe alliant phénomènes perturbatifs et non perturbatifs. La figure 3.2 illustre un événement de collision proton-proton à l'origine d'une annihilation quark-antiquark produisant un boson Z en interférence avec un photon virtuel γ^* .

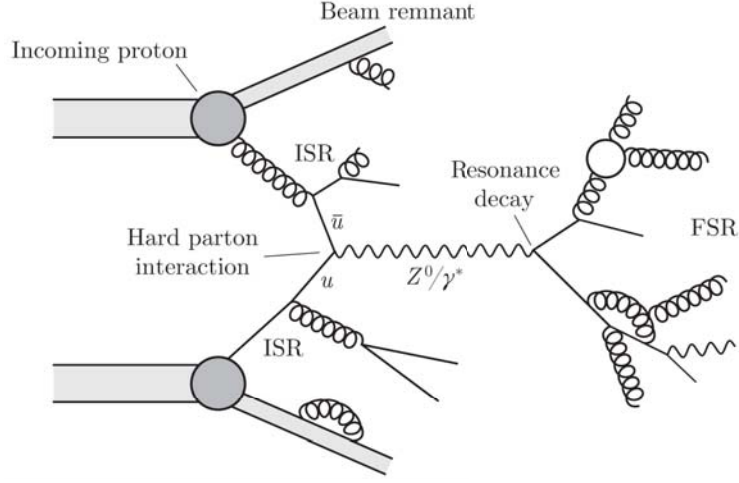


FIGURE 3.2: Illustration d'un événement de collision proton-proton à l'origine d'une annihilation quark-antiquark produisant un boson Z en interférence avec un photon virtuel γ^* .

La propriété de liberté asymptotique, décrite section 1.2.4, permet d'étudier l'interaction entre hadrons comme une interaction entre partons les constituant. Les phénomènes partoniques à hautes énergies qui relèvent du régime perturbatif peuvent donc être séparés des processus hadroniques qui relèvent du régime non perturbatif. Ceci est permis formellement dans le calcul intégral des sections efficaces grâce au théorème de factorisation.

Ainsi, la première étape pour obtenir une prédiction sur la production d'un processus physique est de déterminer sa section efficace partonique $\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c)$. Cette dernière traduit la probabilité de transition d'un état initial vers un état final de particules. Cette section efficace s'obtient en calculant l'élément de matrice de l'amplitude de transition du processus partonique considéré à partir du lagrangien d'interaction de la théorie qui lui est associée.

Afin de traduire l'information sur la section efficace partonique d'un processus physique au niveau hadronique, on parlera alors de section efficace hadronique $\sigma(A + B \rightarrow X)$, il est nécessaire de connaître la probabilité de rencontrer un parton a emportant une fraction x_a de l'impulsion du hadron A , et de même pour le parton b . Ces informations sont données par les fonctions de densité partonique $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ déterminée à partir de mesures réalisées sur différents collisionneurs de particules. Ces fonctions de densité partonique sont définies pour une certaine échelle d'énergie, ou échelle de factorisation μ , généralement fixée à la valeur Q^2 correspondant au carré de l'énergie échangée au cours du processus et traduisant l'énergie au-delà de laquelle la théorie perturbative n'est plus applicable. Un exemple de fonction de densité partonique est donné figure 3.3.

La section efficace hadronique sera alors calculée à partir de la convolution de la section efficace partonique et des fonctions de densité partonique :

$$d\sigma(A + B \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c) \quad (3.1)$$

La figure 3.4 illustre différentes sections efficaces de production de processus physiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse de collision \sqrt{s} .

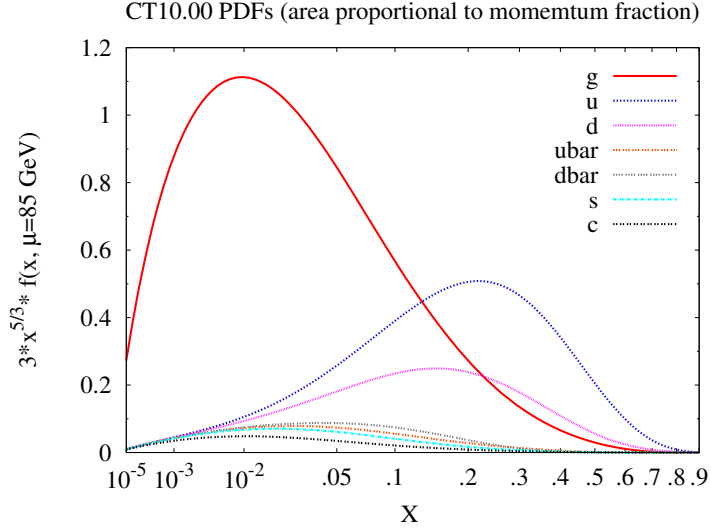


FIGURE 3.3: Fonctions de densité partonique CT10 pour une échelle d'énergie $\mu = 85 \text{ GeV}$. Les fonctions sont multipliées par un facteur $3x^{5/3}$ où x représente la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton, afin de faciliter la lecture graphique [72].

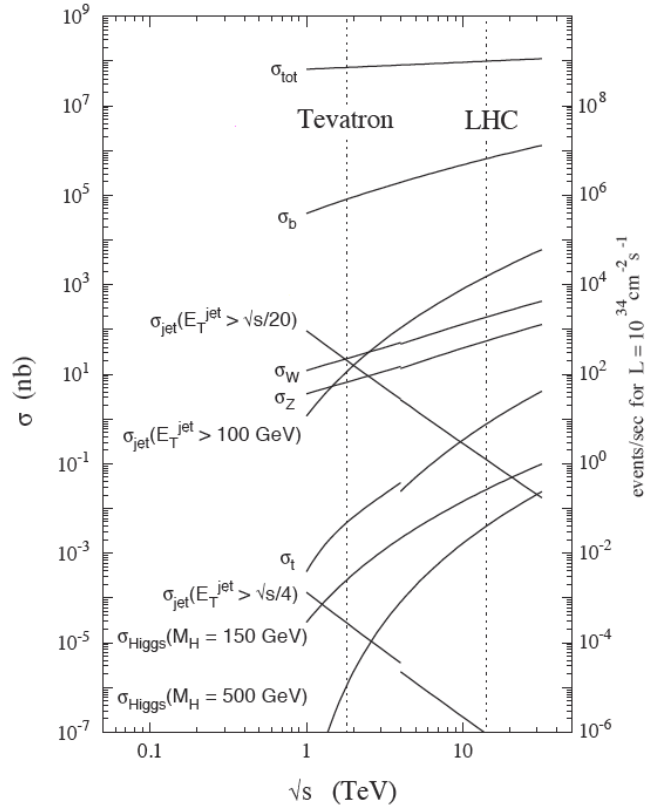


FIGURE 3.4: Sections efficaces de production de différents processus physiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision \sqrt{s} . Les deux lignes pointillées représentent les énergies dans le centre de masse des collisionneurs Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$) et LHC à sa valeur nominale $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

D'autres processus à basse énergie peuvent s'ajouter au processus principal. On peut trouver par exemple l'émission de radiations dans l'état initial (ISR pour *initial state radiations*) ou dans l'état final (FSR pour *final state radiations*) pouvant conduire à des états finals de particules plus complexes comme illustré sur la figure 3.2, où l'on observe par exemple l'émission de gluons par les partons initiaux du processus principal. Enfin, les autres partons, présents dans les protons, ne participant pas aux processus durs peuvent également interagir du fait de leur charge de couleur et conduire eux aussi à des partons supplémentaires dans l'état final ou même parfois produire des processus durs additionnels dans la collision. Ces processus portent le nom d'événements sous-jacents. Ces interactions ne peuvent pas être traitées perturbativement.

3.3 La machine

Au sein du complexe des accélérateurs du CERN, illustré figure 3.5, le LHC se présente comme le dernier maillon d'une chaîne d'injecteurs et de pré-accelérateurs de particules.

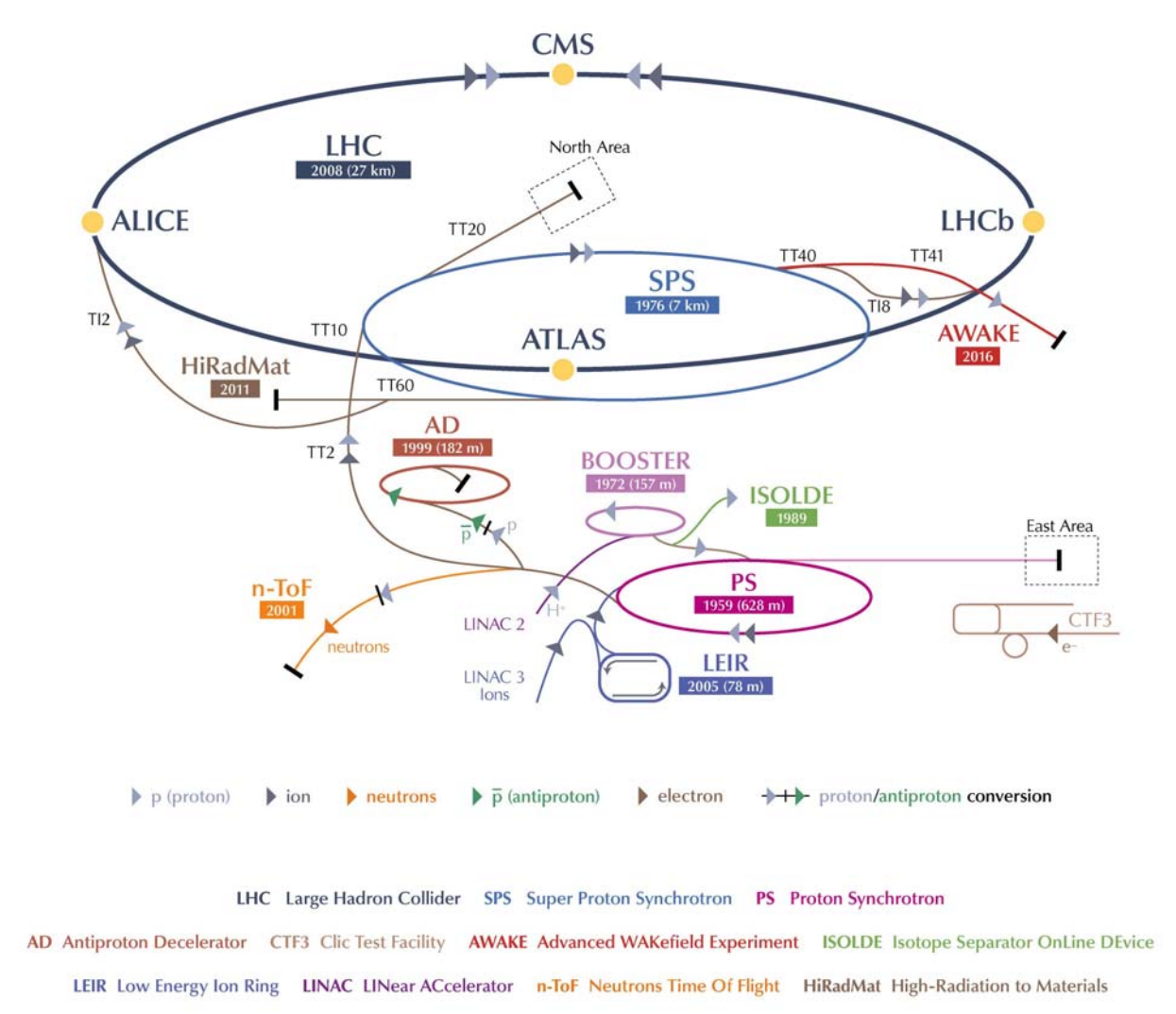


FIGURE 3.5: Complexe des accélérateurs du CERN.

3.3.1 Chaîne d'accélération

Les protons injectés dans la chaîne d'accélération sont initialement obtenus à partir de l'ionisation d'atomes d'hydrogène avant d'être pré-accélérés à une énergie de 750 keV. Ils sont alors accélérés une première fois linéairement pour atteindre une énergie de 50 MeV par le LINAC 2 (LINear ACcelerator 2) qui alimente le PSB (Proton Synchrotron Booster). Ce dernier accélère les particules à une énergie de 1.4 GeV avant de les injecter dans le PS (Proton Synchrotron) pour y atteindre une énergie de 25 GeV avant leur passage dans le SPS (Super Proton Synchrotron) de 2 km de diamètre pour une montée en énergie jusqu'à 450 GeV. Les paquets de protons sont ensuite injectés dans le LHC en deux endroits afin de former deux faisceaux circulant en sens opposé. Ces faisceaux sont accélérés jusqu'à atteindre l'énergie finale désirée, soit 4 TeV en 2012 et 3.5 TeV en 2011 et 2010.

3.3.2 Caractéristiques du LHC

Le guidage et la focalisation des faisceaux le long du LHC sont assurés par une série d'aimants supraconducteurs dipolaires, illustrés figure 3.6 et quadripolaires développant un champ magnétique intégré de 8.6 Tesla. Le taux de croisement nominal des faisceaux au sein du LHC devrait se faire à une fréquence de 40 MHz, soit une collision toute les 25 ns. Au cours de l'année 2012 une collision se produisait toutes les 50 ns. Aux quatre points de croisement des faisceaux prévus sur l'anneau du LHC, comme illustré figure 3.5, sont placés quatre détecteurs enregistrant les données relatives aux produits des collisions. On compte deux détecteurs généralistes ATLAS et CMS, ALICE spécialisé dans la physique des ions lourds et LHCb pour la physique du quark beau. De ces données, les physiciens peuvent reconstruire les processus recherchés et ainsi tenter d'en comprendre la physique sous-jacente.

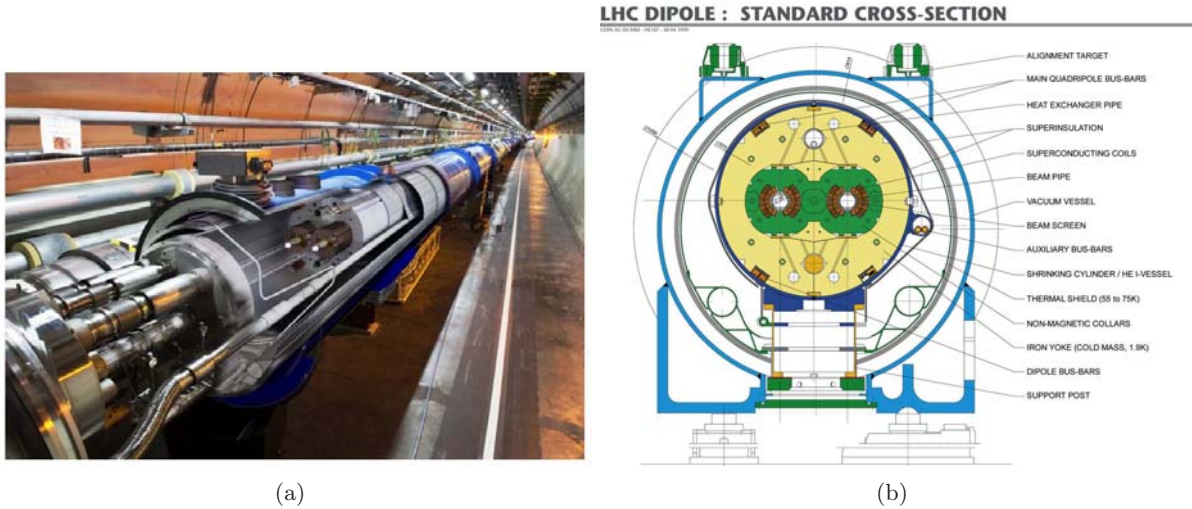


FIGURE 3.6: (a) Vue du tunnel du LHC et vue éclatée d'un aimant dipolaire. (b) Schéma en coupe transverse d'un aimant dipolaire du LHC [71].

Un collisionneur de particules se caractérise par sa luminosité instantanée \mathcal{L} , correspondant à son taux de collision par seconde et exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (ou $\text{fb}^{-1}\text{s}^{-1}$). Le LHC fut conçu pour atteindre une luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La luminosité du LHC ne dépend que des caractéristiques intrinsèques des faisceaux de protons. Elle s'exprime comme :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{\text{rev}} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} \times F, \quad (3.2)$$

avec N_b le nombre de protons par paquet, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de collision, γ le facteur de Lorentz, ϵ_n l'émittance transverse du faisceau, β^* la fonction beta au point de collisions qui quantifie l'amplitude des oscillations des protons autour de l'orbite nominale du LHC. Enfin, F est un facteur géométrique défini comme par :

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2}. \quad (3.3)$$

avec θ_c l'angle de croisement des faisceaux, σ_z la taille longitudinale moyenne des paquets et σ^* leur taille dans le plan transverse.

La luminosité instantanée est un paramètre évolutif du fait de la décroissance du nombre de protons par paquets au fur et à mesure des collisions. On définit également la luminosité intégrée comme l'intégrale de la luminosité instantanée sur le temps.

$$L = \int \mathcal{L} dt. \quad (3.4)$$

Cette quantité permet de quantifier la quantité totale de données délivrées par le LHC. La figure 3.7 présente l'évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC, enregistrée par le détecteur ATLAS et utilisable pour les analyses de physique au cours des prises de données de 2011 (données à $\sqrt{s} = 7$ TeV) et 2012 (données à $\sqrt{s} = 8$ TeV). Les analyses de physique réalisées au cours de cette thèse bénéficieront, avec 20.3 fb¹ de données à 8 TeV, de la plus grande statistique de données accumulée jusque-là.

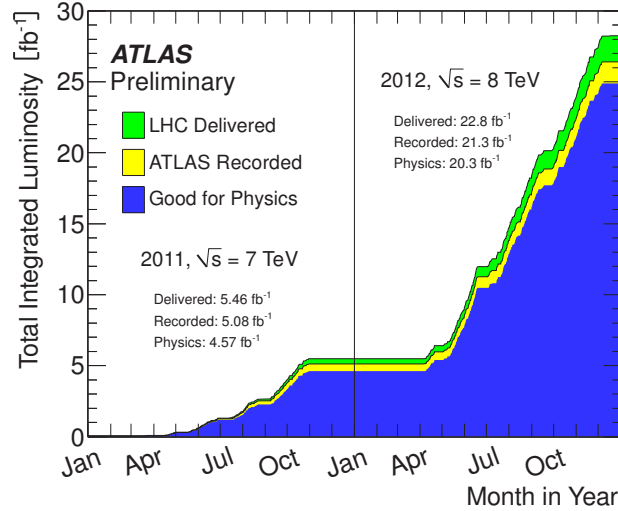


FIGURE 3.7: Évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC (vert), enregistrée par le détecteur ATLAS (jaune) et utilisable pour les analyses de physique (bleu) au cours des prises de données de 2011 et 2012 [73].

Enfin, une fois la section efficace hadronique d'un processus physique déterminée, il est alors possible de calculer le nombre d'événements attendus dans les conditions expérimentales dont on dispose. Le nombre d'événements N pour un processus de section efficace hadronique σ s'écrit :

$$N = \sigma \times L = \sigma \times \int \mathcal{L} dt. \quad (3.5)$$

Le tableau 3.1 résume l'évolution des principales caractéristiques opérationnelles du LHC entre 2010 et 2012.

Paramètres	2010	2011	2012	Nominaux
Énergie des faisceaux [TeV]	3.5	3.5	4.0	14.0
Luminosité instantanée (L) [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	2.1×10^{32}	3.7×10^{33}	7.7×10^{33}	1.0×10^{34}
Luminosité intégrée délivrée ($\int L dt$) [fb^{-1}]	0.045	5.5	22.8	80
Nombre de protons par paquets	1.2×10^{11}	1.5×10^{11}	1.6×10^{11}	1.15×10^{11}
Nombre de paquets par faisceau (n_b)	368	1380	1380	2808
Temps entre deux croisement de faisceau [ns]	150	50	50	25
Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau ($\langle \mu \rangle$)	3.7	9.1	20.7	25

Tableau 3.1: Évolution des principales caractéristiques opérationnelles du LHC entre 2010 et 2012.

3.3.3 Effet d'empilement d'événement

Le nombre important de protons au sein des paquets peut permettre l'interaction de plusieurs d'entre eux au cours d'un croisement de faisceau. C'est le phénomène d'empilement d'événements (encore appelé *pile-up* en anglais). Cet effet peut être également accentué avec l'augmentation la fréquence de croisement ou le temps de réponse de l'électronique de lecture des détecteurs pouvant superposer des événements dans le temps. La figure 3.8 représente la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau $\langle \mu \rangle$ au cours de l'année 2011 (données à $\sqrt{s} = 7$ TeV) et de l'année 2012 (données à $\sqrt{s} = 8$ TeV).

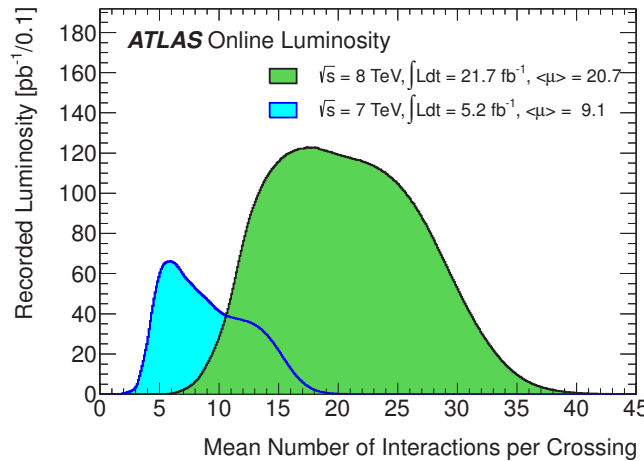


FIGURE 3.8: Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau $\langle \mu \rangle$ au cours de l'année 2011 (données à $\sqrt{s} = 7$ TeV) et de l'année 2012 (données à $\sqrt{s} = 8$ TeV). Les distributions sont ici normalisées à la luminosité intégrée [73].

3.4 Conclusions et perspectives

Le travail de recherche réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans la fin de la première phase d'opération du LHC (Run 1). Au moment de la rédaction de cette thèse, le LHC est sur le point de quitter une phase de maintenance (LS1) avant d'entrer dans la deuxième phase de prise de données (Run 2) qui durera de 2015 à 2018 au cours de laquelle il devrait atteindre une énergie dans le centre de masse de 13 TeV et une fréquence de collisions de 40 MHz. L'objectif étant d'atteindre une luminosité intégrée délivrée de 300 fb^{-1} en 2018. Cette évolution s'inscrit dans un programme illustré par la figure 3.9.



FIGURE 3.9: Calendrier du LHC de 2015 à 2035 montrant avec les différents états du LHC et des pré-injecteurs. Les périodes de prise de données pour les analyses de physique sont représentées en vert. En jaune figurent les périodes de test de faisceau, tandis qu'en bleu sont indiquées les périodes d'interruption technique ((E)YETS pour *(Extended) Year End Technical Stops*). Enfin, les longues périodes de maintenance (LS pour *Long Shutdown*) sont représentées en rouge.

Par la suite se succéderont plusieurs périodes de maintenance et de prise de données. Notamment à l'issue du Run 2, une deuxième période de maintenance d'un an et demi (LS2) permettra d'apporter des améliorations aux pré-injecteurs BOOSTER, PS et SPS. Une troisième période de prise de données (Run 3) de 3 ans et similaire au Run 2, débutera ensuite. La troisième phase de maintenance qui suivra (LS3) durera jusqu'en 2025 et permettra au LHC de passer au stade HL-LHC ou LHC à haute luminosité. La configuration de la machine devrait permettre de produire près de 3 fb^{-1} par jour. Les expériences profiteront également de cette interruption technique pour procéder à des améliorations afin de s'adapter à ce nouvel environnement.

Chapitre 4

ATLAS : A Toroidal Lhc ApparatuS

4.1 Introduction

ATLAS est un détecteur 4π polyvalent conçu pour couvrir les aspects les plus divers de la physique étudiée au LHC, de la recherche du boson de Higgs à celle de la Super Symétrie (SuSy) en passant par la quête des dimensions supplémentaires ou encore l'étude du plasma de quarks et de gluons. Sa conception [74] [75] dura près d'une quinzaine année et fut dictée par les objectifs de physique mais également par l'environnement extrême induit par l'activité du LHC, afin d'être en mesure de s'adapter à sa très haute luminosité. ATLAS se devait donc d'avoir une réponse rapide, une très fine granularité et une électronique résistante aux radiations, tout en offrant une couverture angulaire importante. Il est principalement caractérisé par son énorme système magnétique toroïdal composé de huit bobines magnétiques supraconductrices de 25 mètres de long disposées en cylindre autour du tube à faisceau. Par sa longueur de 44m et son diamètre de 22 m, ATLAS est le plus grand détecteur jamais construit installé auprès d'un collisionneur de particules. Sa collaboration compte plus de 3500 membres provenant de 177 instituts répartis dans 38 pays. La figure 4.1 présente une vue d'ensemble du détecteur.

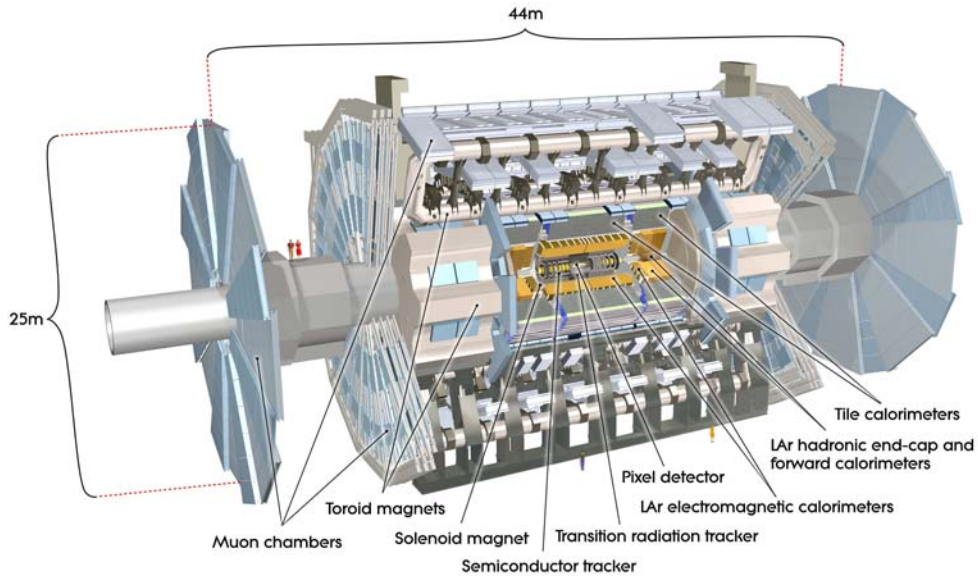


FIGURE 4.1: Vue d'ensemble du détecteur ATLAS.

Ce chapitre se propose de présenter brièvement la structure du détecteur ainsi que ses performances. Nous discuterons ensuite de son système de déclenchement et de l'acquisition des données avant de nous intéresser à l'identification et la reconstruction des objets physiques. La physique du quark top met en jeu l'ensemble du détecteur. Nous poserons ainsi les bases nécessaires à l'analyse des collisions enregistrées par le détecteur dans le cadre de la recherche du boson W' . Avant toutes choses, il est nécessaire de définir un certain nombre de variables nous aidant à décrire la cinématique des collisions au sein du détecteur.

4.2 Variables cinématiques utilisées dans ATLAS

De par la géométrie cylindrique du détecteur ATLAS, le système de coordonnées utilisé par la collaboration, représenté figure 4.2, comprend l'axe du faisceau, noté (Oz) et le plan transverse au faisceau, noté (xOy) .

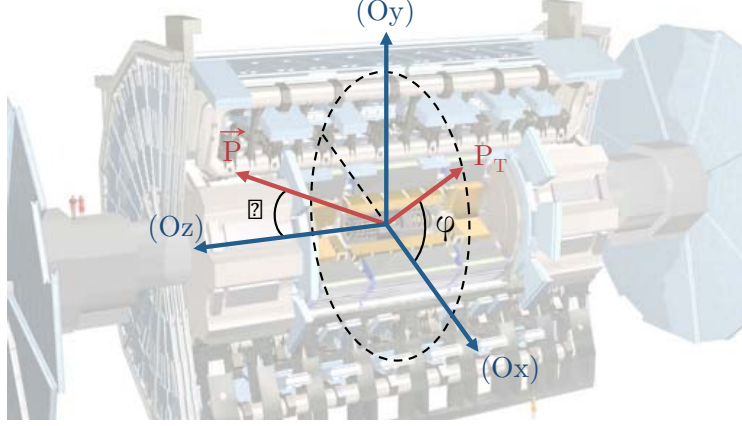


FIGURE 4.2: Système de coordonnées utilisé par la collaboration ATLAS.

À partir de ce système de coordonnées, on définit un certain nombre de variables cinématiques. La rapidité, notée y , est introduite pour caractériser les propriétés cinématiques des particules. Elle se définit comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z}, \quad (4.1)$$

où E représente l'énergie totale de la particule considérée et P_z son impulsion suivant l'axe (Oz) . Cette variable est choisie en raison d'une propriété intéressante : elle ne diffère que d'une constante liée à la vitesse de translation si on place la particule dans un deuxième repère en translation par rapport au premier. Sa variation est donc invariante sous l'effet d'un boost de Lorentz. Si la masse au repos de la particule est négligeable devant l'énergie totale mise en jeu, c'est-à-dire pour une particule ultrarelativiste, la rapidité devient un paramètre géométrique appelé pseudo-rapidité noté η ¹ :

$$\eta = - \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (4.2)$$

où θ représente l'angle entre l'impulsion de la particule et l'axe du faisceau (Oz) . On utilisera également l'angle azimutal $\varphi \in [-\pi, \pi]$, défini par rapport à l'axe (Ox) , lui-même orienté vers l'intérieur du LHC. La distance dans le plan (η, φ) entre deux objets s'écrira alors égale à :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \varphi^2}. \quad (4.3)$$

Enfin, il est judicieux de travailler dans le plan transverse du détecteur. Les collisions de protons étant frontales, nous savons que l'impulsion des faisceaux incidents n'a pas de composante transversale. Par conservation de la quadri-impulsion, la somme des impulsions transverses des produits de la collision doit être nulle. C'est un moyen de détecter de l'énergie transverse manquante compatible avec la présence de neutrinos dans le processus. Un deuxième avantage des variables transverses est leur invariance sous l'effet d'un boost de Lorentz suivant l'axe du faisceau. On définira ainsi l'énergie et l'impulsion transverse par

$$E_T = \frac{E}{\cosh \eta} = E \cdot \sin \theta \quad \text{et} \quad P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}. \quad (4.4)$$

1. $\eta = \lim_{|\vec{p}| \rightarrow E} y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2 \frac{\theta}{2}} \right) = - \ln \tan \frac{\theta}{2}$

4.3 Structure et performances du détecteur ATLAS

Cette section se propose de décrire brièvement la structure ainsi que les performances du détecteur ATLAS. Comme de nombreux détecteurs de physique des particules, ATLAS est composé d'une série de sous-détecteurs concentriques, chacun ayant ses spécificités. L'ensemble s'organise autour de deux tâches principales à réaliser : la trajectographie et la calorimétrie des produits des collisions du LHC. Partons du point d'interaction primaire et traversons complètement le détecteur dans la direction transverse.

4.3.1 La trajectographie interne

Le détecteur interne d'ATLAS [76][77] (ID pour *Inner Detector*) est conçu pour répondre aux exigences de la trajectographie des produits de collisions imposée par les objectifs de physique ainsi que par la très grande densité de traces due à la haute luminosité du LHC. Il est constitué de trois sous-détecteurs complémentaires : un détecteur à pixels, un détecteur à micropistes de silicium (SCT pour *Semi-Conductor Tracker*) et un trajectographe à rayonnement de transition (TRT *Transition Radiation Tracker*). La figure 4.3 présente une vue d'ensemble de ce détecteur interne.

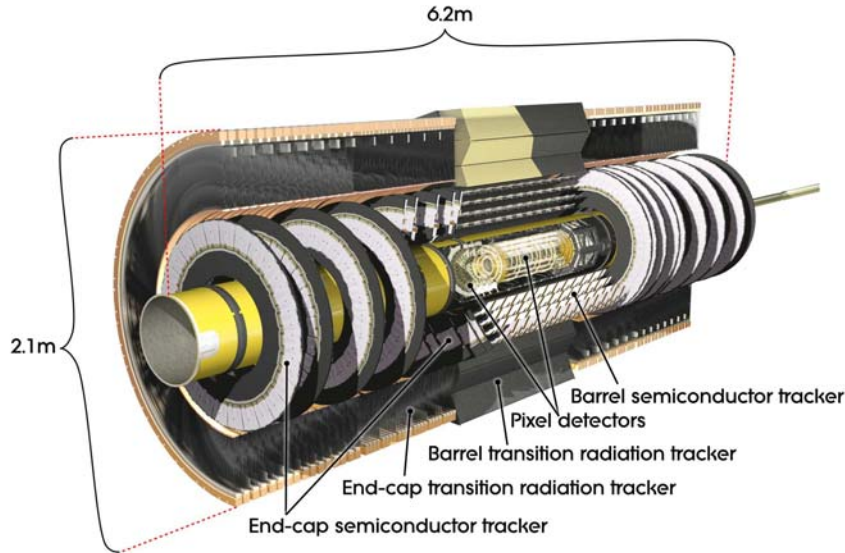


FIGURE 4.3: Vue d'ensemble du détecteur interne.

Le détecteur à pixels

Le premier sous-détecteur rencontré à partir du point d'interaction primaire est le détecteur à pixels [78]. Ce détecteur cylindrique de 1,4 m de long et de 50 cm de diamètre, collecte les charges créées par le passage des particules issues du point d'interaction primaire à travers trois couches de jonctions PN polarisées. Il fournit ainsi trois points de mesure de très grande précision exigée par le faible bras de levier des trajectoires par rapport au faisceau, et ce, dans une acceptance en pseudo-rapacité $\eta < |2.5|$. Se situant au plus proche du faisceau, il joue un rôle essentiel dans la détection des vertex primaires et secondaires, indispensables à l'étiquetage des jets des saveurs lourdes. Sa résolution sur la position est de $10 \mu\text{m}$ dans le plan ($R - \phi$) et $115 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale pour sa partie tonneau ou radiale pour ses parties bouchons.

Le détecteur à micropistes de Silicium

Une fois le détecteur à pixels traversé, on entre dans le détecteur à micropistes de silicium (SCT). Reposant également sur la technologie des semi-conducteurs, il est composé de quatre couches cylindriques formant sa partie tonneau ainsi que de neuf disques orthogonaux à l'axe du faisceau formant chacune de ses parties bouchons. Il complète ainsi la trajectographie avec quatre points de mesure supplémentaires de grande précision et toujours dans une acceptance en pseudo-rapacité allant jusqu'à $\eta = |2.5|$. Sa résolution sur la position est de $17 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi)$ et $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale pour sa partie tonneau ou radiale pour ses parties bouchons.

Le trajectographe à rayonnement de transition

Enfin, le trajectographe à rayonnement de transition (TRT), correspond à un ensemble de tubes de 4 mm de diamètre et d'un radiateur en mousse à base de fibres de polypropylène/polyéthylène. Chaque tube contient un fil plaqué en or-tungstène porté à haute tension et un mélange gazeux (70% Xe + 27% CO₂ + 3% O₂). Le passage d'une particule, ionisant les couches électroniques internes des atomes du radiateur, induit un rayonnement X dit de transition issu de la réorganisation des électrons des couches externes vers les couches internes. Ce rayonnement X ionise à son tour le mélange gazeux contenu dans les tubes, amplifiant le signal d'ionisation. Ce rayonnement de transition est fonction du facteur de Lorentz γ de la particule. Ainsi, le TRT possède un mode de fonctionnement à deux seuils. Un seuil bas signe le passage de toutes les particules tandis qu'un seuil haut signe seulement les particules ayant un grand facteur de Lorentz. De ce fait, le TRT joue un rôle important dans la discrimination des particules notamment dans la réjection des pions et l'identification des électrons. Pour une même énergie, le facteur de Lorentz d'un électron étant plus important que celui d'un pion, la probabilité que l'électron déclenche un coup à haut seuil dans le TRT sera plus grande, comme l'illustre la figure 4.4.

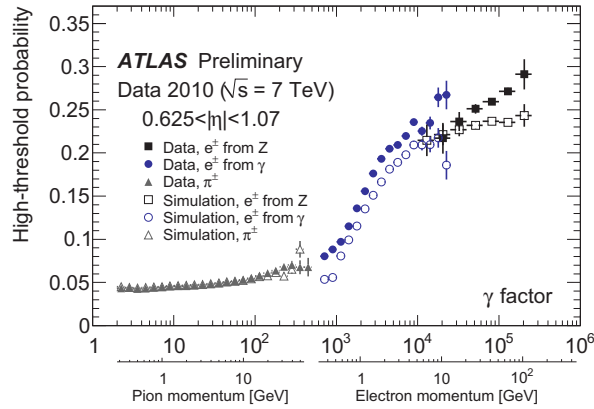


FIGURE 4.4: Probabilité de déclenchement d'un coup à haut seuil dans le TRT en fonction du paramètre de Lorentz pour des électrons et des pions dans un intervalle en pseudo-rapacité $0.625 < |\eta| < 1.07$ [79].

Finalement, le TRT ajoute trente-six points de mesure supplémentaires de moins grande précision, avec une résolution sur la position par tube de $130 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi)$, mais largement compensées par leur nombre. Il possède une acceptance en pseudo-rapacité $\eta < |2.0|$.

La figure 4.5 illustre les différents éléments du détecteur interne traversés par des particules chargées d'impulsion transverse $p_T = 10$ GeV pour $\eta = 0.3$, 1.4 et 2.2.

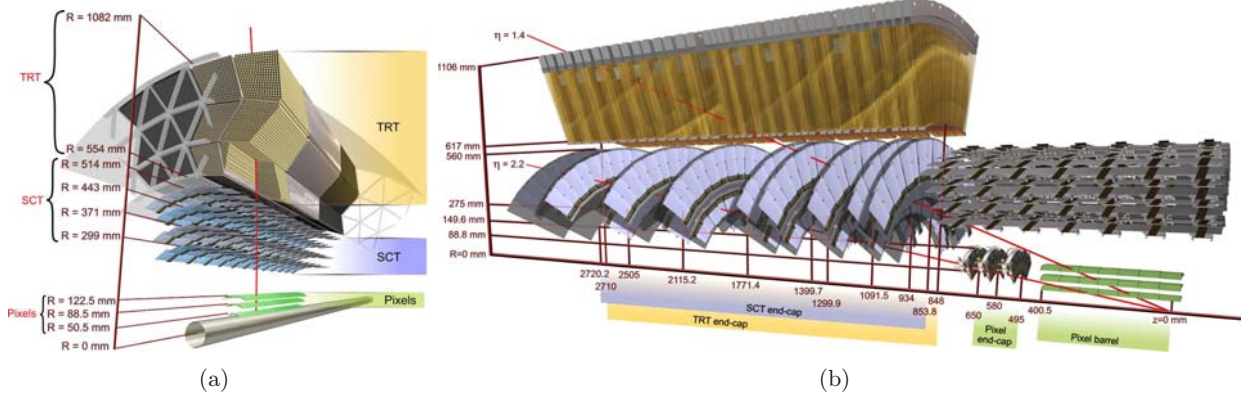


FIGURE 4.5: Éléments du détecteur interne traversés par des particules chargées (en rouge) d'impulsion transverse $p_T = 10$ GeV pour $\eta = 0.3$ (a), $\eta=1.4$ et 2.2 (b).

Performances de la trajectographie

L'ensemble des trois sous-détecteurs décrits ci-dessus baigne dans un champ magnétique de 2T délivré par un solénoïde supraconducteur [80] maintenu à une température de 4,2K et forme ainsi le trajectographe interne d'ATLAS. La très fine granularité du détecteur interne lui permet d'avoir une excellente résolution sur la reconstruction des traces de particules chargées supérieures à 0.5 GeV, la mesure de leur impulsion et de leur charge [81]. Dans la partie centrale ($0.25 < |\eta| < 0.50$), la résolution attendue sur la mesure de l'impulsion transverse est donnée par :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 5.10^{-4} p_T \oplus 0.01 \text{ GeV}^{-1}, \quad (4.5)$$

p_T l'impulsion transverse exprimée en GeV.

Étant au plus proche du faisceau, le trajectographe assure également une très bonne résolution sur la détection des vertex primaires et secondaires, indispensable à l'étiquetage des jets de saveurs lourdes et des leptons τ . La précision attendue sur les paramètres d'impact² des traces reconstruites est donnée par :

$$\sigma(d_0) = 10 \oplus \frac{140}{p_T} \mu\text{m} \quad \text{et} \quad (4.6)$$

$$\sigma(z_0 \times \sin \theta) = 91 \oplus \frac{209}{p_T} \mu\text{m}, \quad (4.7)$$

avec d_0 le paramètre d'impact transverse et z_0 le paramètre d'impact longitudinal. L'impulsion transverse p_T est exprimée en GeV. Le schéma de la figure 4.6 représente ces paramètres pour une trace quelconque.

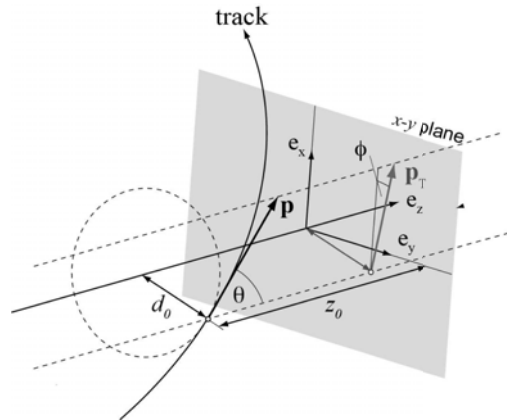


FIGURE 4.6: Paramétrisation d'une trace dans le détecteur interne.

2. Le paramètre d'impact d'une trace correspond à la distance d'approche minimale entre la trace et le vertex primaire. On distinguera sa projection dans le plan transverse notée d_0 et sur l'axe longitudinal notée z_0 .

Le détecteur interne se doit également d'être le plus transparent possible afin de limiter les pertes d'énergie en amont du système de calorimétrie. Cependant, les particules doivent tout de même traverser de nombreuses couches de matériaux avant de rejoindre les calorimètres, affectant les mesures des impulsions et l'identification des particules. On estime que 40% de photons sont convertis en paires électron-positron. Une partie de l'énergie des électrons est rayonnée par Bremsstrahlung et une partie des pions chargés subit des interactions hadroniques inélastiques. La figure 4.7 représente la distribution de matière dans le détecteur interne en unité de longueur de radiation³ (X_0) et d'interaction⁴ (λ) en fonction de η . On remarquera que la partie active du détecteur ne représente qu'une très faible contribution, l'essentiel étant dû à l'ensemble des services (supports, câbles, système de refroidissement, etc.).

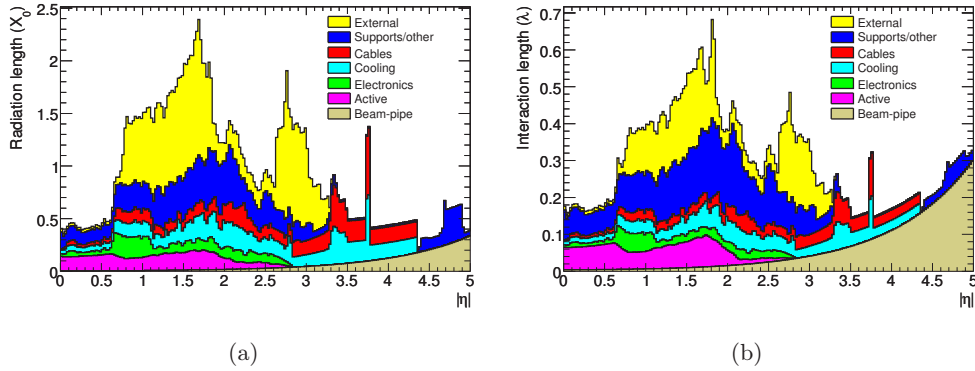


FIGURE 4.7: Distribution de matière dans le détecteur interne en unité de longueur de radiation (a) et d'interaction (b) en fonction de η [82].

Enfin, l'ensemble du dispositif représente près de 87 millions de voies de lecture, dont la quasi-totalité fut opérationnelle lors de la campagne d'acquisition de données au cours de l'année 2012. Le tableau 4.1 donne les fractions de canaux opérationnels pour chacun des trois sous-détecteurs.

Sous-détecteur	Nombre de Canaux de lecture	Fraction de canaux opérationnels
Pixels	80 M	95.0%
SCT	6.3 M	99.3%
TRT	350 k	97.5%

Tableau 4.1: Fraction de canaux de lecture opérationnels pour chacun des sous-détecteurs du détecteur interne au cours de l'année 2012 [83].

4.3.2 La calorimétrie

La calorimétrie [84] est assurée par trois calorimètres à échantillonnage reposant sur des technologies différentes. Leur fonction principale est de mesurer précisément l'énergie des électrons, photons et hadrons incidents sortant du trajectographe dans une acceptance en pseudo-rapacité $|\eta| < 4,9$. Le système de calorimétrie d'ATLAS joue également un rôle essentiel dans la mesure précise de l'énergie manquante, caractéristique de la présence de neutrinos ou de potentielles particules invisibles de Nouvelle Physique n'interagissant pas avec le détecteur. La figure 4.8 présente une vue d'ensemble de ce système de calorimétrie.

3. Distance au bout de laquelle un électron a perdu $1 - 1/e \sim 63\%$ de son énergie initiale dans la matière par rayonnement de freinage.

4. Libre parcours moyen des hadrons dans la matière avant qu'ils ne subissent une interaction inélastique.

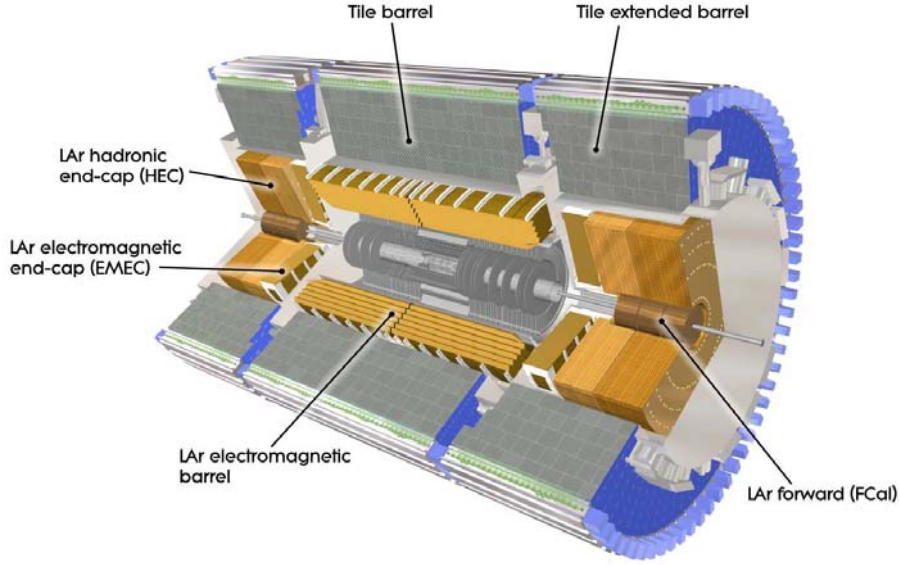


FIGURE 4.8: Vue d'ensemble du système de calorimétrie d'ATLAS.

Le calorimètre électromagnétique à Argon liquide

Le premier sous-détecteur rencontré est le calorimètre électromagnétique [85] (ECAL pour *Electromagnetic CALorimeter*). Il mesure essentiellement l'énergie déposée par les électrons, les photons et les pions neutres. Il permet également de mesurer la fraction électromagnétique déposée par les jets de hadrons, de reconstruire la direction des particules et de distinguer les photons isolés de ceux issus des désintégrations de pions neutres. Il se compose d'une partie "tonneau" et de deux parties "bouchon" portant son acceptance jusqu'à $|\eta| = 3.2$.

Placé dans un cryostat et maintenu à une température de 97 K, ce détecteur repose sur une technologie à échantillonnage plomb/argon liquide. Le plomb, en raison de sa haute densité, est le milieu absorbeur. Le passage d'une particule électromagnétique dans ce milieu initie une gerbe électromagnétique. L'argon quant à lui est le milieu actif où les électrons d'ionisation, créés par les particules de la gerbe, sont collectés par des électrodes. L'intensité du courant de dérive est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente. L'argon liquide de par sa densité élevée permet un bon échantillonnage des gerbes électromagnétiques et possède une réponse linéaire sur un large spectre en énergie ainsi qu'une excellente résistance aux radiations, lui permettant de rester stable tout au long du fonctionnement du détecteur.

Une structure caractéristique en accordéon, présentée figure 4.9, permet à ce détecteur d'avoir une couverture angulaire complète en ϕ sans aucun recouvrement ni espace mort. Une segmentation spatiale variable dans le plan (η, ϕ) est optimisée afin de répondre à différents objectifs de détection. Un premier compartiment très finement segmenté, avec des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$ dans la région centrale, mesure le début du développement des gerbes électromagnétiques et permet de discriminer les photons isolés de ceux issus des désintégrations de pions neutres : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Un deuxième compartiment possède une segmentation moins fine suivant η mais plus fine suivant ϕ avec des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ dans la région centrale. Il mesure l'essentiel du dépôt d'énergie des électrons et des photons. Un troisième compartiment de granularité plus grossière, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ dans la région centrale, est utilisé pour estimer les pertes d'énergie des gerbes n'ayant pu être complètement contenues dans les compartiments précédents.

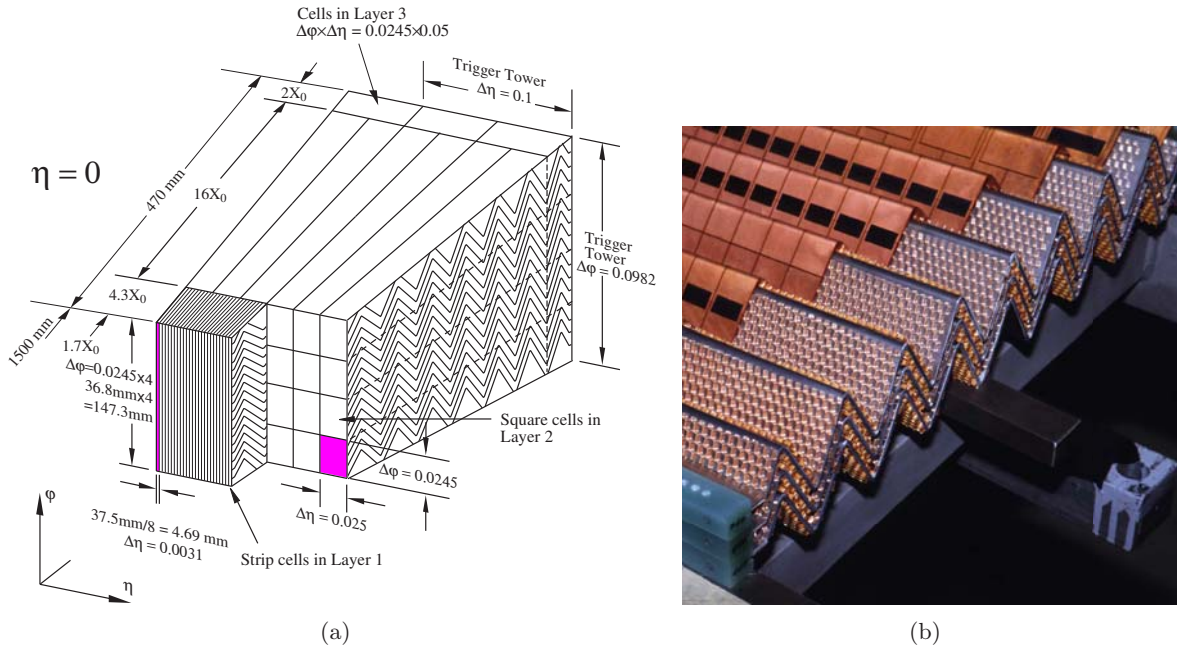


FIGURE 4.9: (a) Schéma d'un module de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique. (b) Photo illustrant la structure en accordéon du sous-détecteur.

Enfin, ces trois compartiments sont complétés en amont par un compartiment supplémentaire, encore appelé pré-échantillonneur, permettant d'estimer les pertes d'énergie dans la matière entre le point d'interaction primaire et le calorimètre. Sa segmentation spatiale est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$.

Les calorimètres hadroniques

Une fois le calorimètre électromagnétique traversé, nous entrons dans le calorimètre hadronique d'ATLAS (HCal pour *Hadronic Calorimeter*). Il sert à mesurer l'énergie des hadrons et donc des jets de quarks et de gluons ainsi que les muons isolés. Il permet de contenir les gerbes hadroniques et participe à la mesure de l'énergie manquante. Ce détecteur cylindrique est également composé d'une partie tonneau et de deux parties bouchon. Toutefois, des technologies différentes furent utilisées pour chacune de ces parties.

La partie tonneau correspond à un calorimètre hadronique à tuiles scintillantes [86] (TileCal pour *Tile Calorimeter*). Ce calorimètre à échantillonnage fer/scintillateur est divisé en un tonneau central (*barrel*) dans la zone $|\eta| < 1.0$ et deux tonneaux étendus (*extended barrel*) dans la zone $0.8 < |\eta| < 1.7$. L'ensemble s'organise en 64 modules trapézoïdaux en azimut avec une segmentation $\Delta\phi = 0.1$. Le passage d'un hadron au travers du milieu absorbeur en fer, initie une gerbe hadronique venant exciter le milieu actif constitué par des molécules de tuiles scintillantes en polystyrène dopé. La lumière de désexcitation associée est recueillie ensuite par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde afin d'être envoyée vers des photomultiplicateurs. La figure 4.10 présente le schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.

Un calorimètre hadronique reposant sur la technologie de l'argon liquide constitue les parties bouchon, couvrant une région en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ce calorimètre à échantillonnage utilise, comme le calorimètre électromagnétique, de l'argon liquide comme milieu actif. Cependant le milieu absorbeur est constitué de cuivre. Il n'utilise pas non plus une structure en accordéon mais une structure plus classique en plans parallèles, perpendiculaires à l'axe du faisceau.

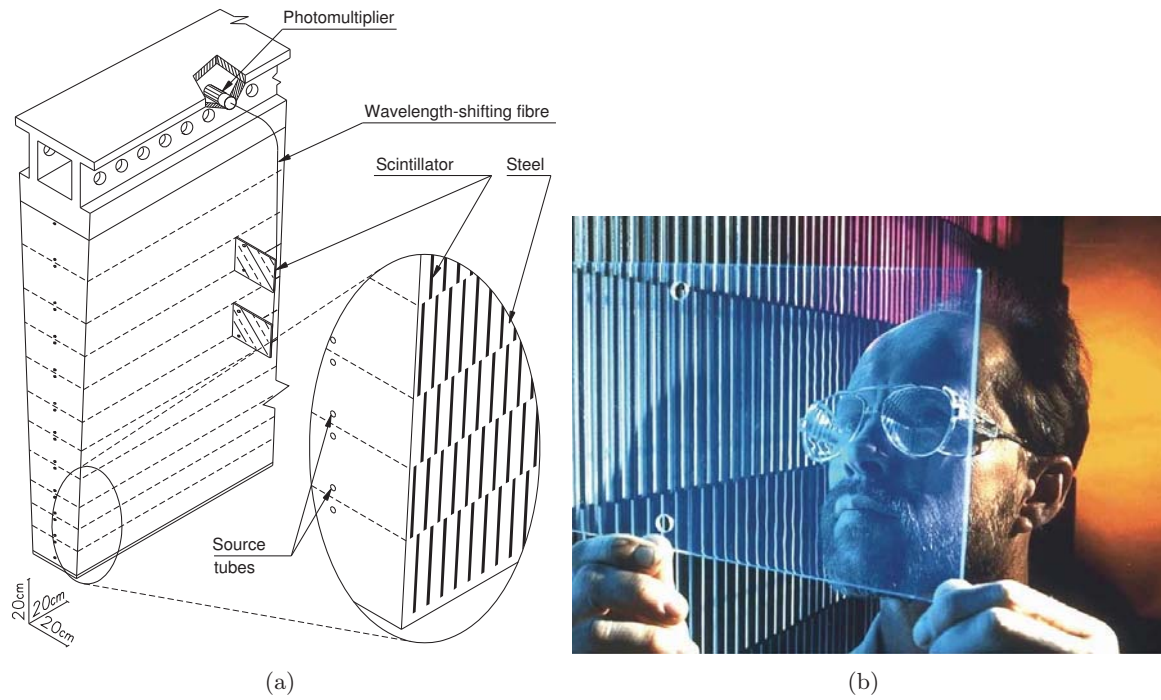


FIGURE 4.10: Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS.

Chaque bouchon est constitué de deux roues structurées en plans parallèles, perpendiculaires à l'axe du faisceau. Chacune est divisée en 32 modules disposés en ϕ . De plus, ces calorimètres sont situés dans le même cryostat que les bouchons du calorimètre électromagnétique comme l'illustre la figure 4.11.

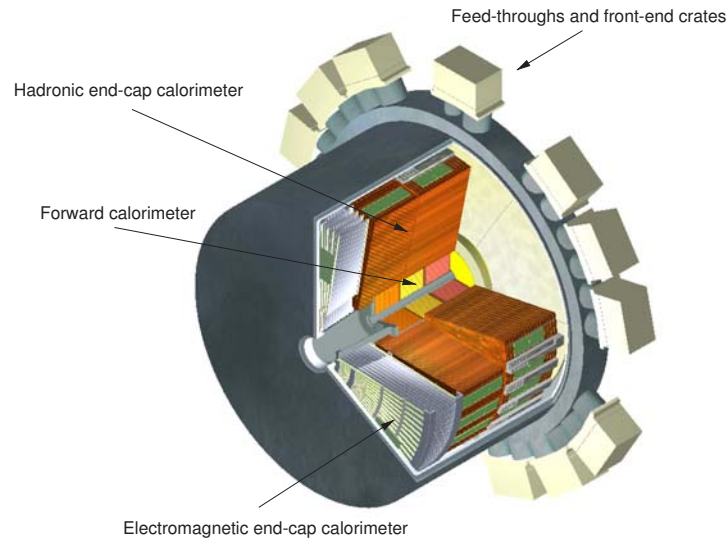


FIGURE 4.11: Schéma du cryostat d'une partie bouchon du système de calorimètre de détecteur ATLAS.

Calorimètre à l'avant

Enfin, afin d'assurer l'herméticité de la calorimétrie et de permettre la détermination de l'énergie transverse manquante, un calorimètre supplémentaire dit "sur l'avant" [87] (FCal pour *Forward Calorimeter*) est placé dans les parties bouchons, couvrant un intervalle en pseudo rapidité $3, 2 < \eta < 4, 9$. Ce sous-détecteur assure à la fois une calorimétrie électromagnétique et hadronique, améliorant la mesure du bilan d'énergie transverse totale. Placé dans une région de haute pseudo-rapidité, il est soumis à un flux de particules très intense. Sa conception imposa donc un choix de matériaux réduisant au maximum la sensibilité aux radiations. L'ensemble est constitué de quatre roues dont seulement trois sont instrumentées. La dernière sert de blindage pour les chambres à muon situées en aval. La première roue, dédiée à la calorimétrie électromagnétique, est un calorimètre à échantillonnage cuivre/argon liquide. Les deux autres roues instrumentées correspondent à des calorimètres à échantillonnage tungstène/argon liquide et sont dédiées à la calorimétrie hadronique. Chaque roue instrumentée constituée de son matériau absorbeur respectif (cuivre ou tungstène), est percée de trous de 5mm de diamètre, dans lesquels sont placés des tubes métalliques servant d'électrodes. L'espace restant, extrêmement réduit, est rempli d'argon liquide servant de matériau actif. Cette structure permet une réponse rapide du détecteur en limitant le temps de dérive. La figure 4.12 illustre la position et la structure des différentes roues du FCal dans un cryostat de la partie bouchon du système de calorimétrie.

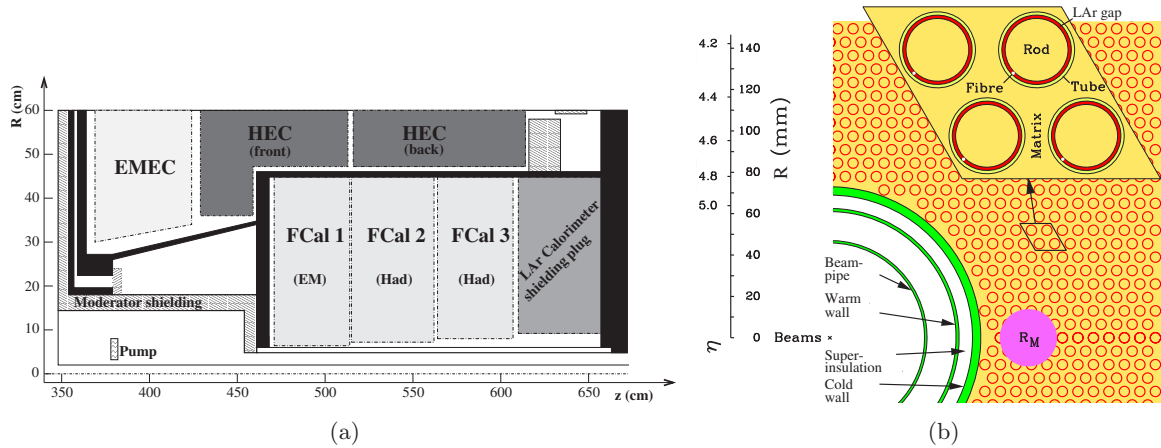


FIGURE 4.12: (a) Schéma montrant les trois modules du calorimètre sur l'avant placés dans le cryostat d'une des parties bouchon du système de calorimétrie. (b) Schéma de la structure en électrode du calorimètre sur l'avant.

Performances de la calorimétrie

L'ensemble du système de calorimétrie d'ATLAS offre au moins 25 longueurs de radiation électromagnétique dans une acceptance en pseudo-rapidité $|\eta| < 3.2$ et au moins 10 longueurs d'interaction hadroniques dans une acceptance en pseudo-rapidité $|\eta| < 4.9$. La figure 4.13 représente la distribution de matière dans le système de calorimétrie en unité de longueur d'interaction (λ) en fonction de η . De par sa conception si particulière, ses performances en matière de détection de particules électromagnétiques dans sa partie centrale ou d'activités hadroniques à grande pseudo-rapidité sont excellentes. Son herméticité jusqu'à $|\eta| < 4.9$ offre également une très bonne estimation de l'énergie manquante.

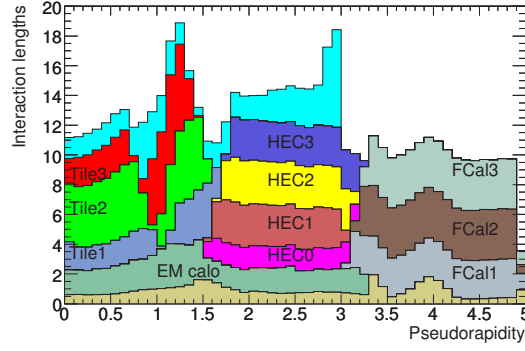


FIGURE 4.13: Distribution de matière dans le système de calorimétrie en unité de longueur d'interaction en fonction de η [82].

La très fine granularité du calorimètre électromagnétique offre une excellente résolution sur la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques. La résolution attendue sur l'énergie transverse est donnée par :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c, \quad (4.8)$$

avec $a = 0.10 \text{ GeV}^{1/2}$, $b = 0.30 \text{ GeV}$ et $c = 0.70\%$ [88]. Le premier terme en $1/\sqrt{E_T}$ est le terme d'échantillonnage dû à la fraction d'énergie des gerbes mesurée. Le second terme en $1/E_T$ traduit l'impact du bruit de l'électronique de lecture sur la mesure de l'énergie. Enfin un troisième terme, constant, prend en compte des effets supplémentaires comme la qualité de l'étalonnage ou encore la linéarité de la réponse en énergie.

La calorimétrie hadronique offre également une très bonne résolution sur la mesure de l'énergie et l'identification de jets, compte tenu de l'environnement complexe des gerbes hadroniques. La résolution attendue sur l'énergie transverse accessible pour des pions dans l'ensemble du calorimètre hadronique est donnée par [82] :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus b, \quad (4.9)$$

avec $a = 0.56 \text{ GeV}^{1/2}$, $b = 5.5\%$. Enfin, la calorimétrie sur l'avant possède une résolution attendue sur l'énergie transverse calculée par la même expression mais avec pour paramètres $a = 0.94 \text{ GeV}^{1/2}$ et $b = 7.5\%$ [82].

L'ensemble du dispositif représente près de 190 000 voies de lecture, dont, tout comme pour le détecteur interne, la quasi-totalité fut opérationnelle lors de la campagne d'acquisition de données au cours de l'année 2012. La tableau 4.2 donne les fractions de canaux opérationnels pour chacun des sous-détecteurs.

Sous-détecteur	Nombre de Canaux de lecture	Fraction de canaux opérationnels
LAr EM Calorimeter	170 k	99.9%
Tile calorimeter	9.8k	98.3%
Hadronic endcap LAr calorimeter	5.6k	99.6%
Forward LAr calorimeter	3.5k	99.8%

Tableau 4.2: Fraction de canaux de lecture opérationnels pour chacun des sous-détecteurs du système de calorimétrie au cours de l'année 2012 [83].

4.3.3 Le spectromètre à muons

Le système de calorimétrie décrit ci-dessus est conçu pour arrêter la quasi-totalité des particules issues du point d'interaction primaire. En dehors des neutrinos - qui n'interagissent pas avec le détecteur - seuls les muons qui sont des particules très pénétrantes ne sont pas arrêtés par le système de calorimétrie. Un spectromètre à muons [89] fut donc ajouté en périphérie du détecteur afin d'identifier ces particules, permettre la mesure précise de leur trajectoire et impulsion et aussi participer au système de déclenchement de l'expérience. Sa conception fut optimisée pour la recherche de nouvelles résonances massives produisant des muons très énergétiques avec pour objectif, une résolution de 10% sur la mesure de l'impulsion de muons de 1 TeV. La figure 4.14 présente une vue d'ensemble du spectromètre à muon.

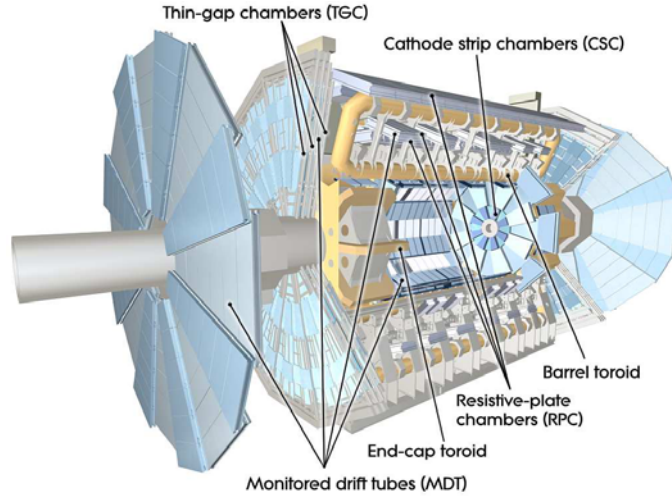


FIGURE 4.14: Vue d'ensemble du spectromètre à muons du détecteur ATLAS.

Ce sous-détecteur a la particularité de baigner dans un champ magnétique toroïdal créé par huit bobines supraconductrices délivrant un champ magnétique intégré de 2.6 T.m dans la partie centrale et de 6.0 T.m dans les parties bouchons. Ce dernier est suffisamment intense pour courber la trajectoire des muons permettant ainsi de mesurer leur impulsion. Ce système magnétique toroïdal fait la particularité du système magnétique du détecteur ATLAS, complété par l'aimant solénoïdal décrit précédemment.

La partie active est composée de détecteurs de précision pour la détection des muons. On compte des chambres à tubes à dérives MDT (pour *Monitor Drift Tubes*) et des chambres proportionnelles multifils CSC (pour *Cathode Strip Chamber*) respectivement dans les parties tonneau et à l'avant. S'ajoutant à cela, d'autres détecteurs à réponse rapide, sont utilisés par le système de déclenchement d'ATLAS. On compte des chambres à plaques résistives (RPC pour *Resistive Plate Chamber*) ainsi que des chambres à gap étroit (TGC pour *Thin Gap Chamber*) respectivement dans les parties tonneau et à l'avant. L'ensemble s'organise en 3 couches cylindriques dans la partie tonneau ($|\eta| < 1$) de rayons 5, 7.5 et 10 m et de 4 disques concentriques situés à 7.4, 10.8, 14 et 21.5 m du point d'interaction à l'avant du détecteur. Ils complètent l'acceptance en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| < 2.7$.

Enfin, l'ensemble du dispositif représente plus de 1 million de voies de lecture, dont la quasi-totalité fut opérationnelle lors de la campagne d'acquisition de données au cours de l'année 2012. Le tableau 4.3 donne les fractions de canaux opérationnels pour chacun des sous-détecteurs.

Sous-détecteur	Nombre de Canaux de lecture	Fraction de canaux opérationnels
MDT	350 k	99.7%
CSC	31 k	96.0%
RPC	370 k	97.1%
TGC	320 k	98.2%

Tableau 4.3: Fraction de canaux de lecture opérationnels pour chacun des sous-détecteurs du spectromètre à muons au cours de l'année 2012 [83].

4.4 Système de déclenchement et acquisition des données

Au régime de fonctionnement nominal du LHC, la fréquence de croisement des paquets de protons est de 40 MHz, soit un événement toutes les 25 ns. Entre 2010 et 2012, cette fréquence fut abaissée à 20 MHz pour les différentes campagnes d'acquisition de données. Toutefois, les réponses temporelles limitées des électroniques de lecture d'un grand nombre de sous-détecteurs ainsi que la bande passante de sortie accessible (200 Hz initialement et jusqu'à 400 Hz entre 2010 et 2012) rendent impossible la sauvegarde de la totalité des événements produits. Or une grande partie de ces événements, essentiellement des collisions de protons inélastiques, présente peu d'intérêt physique. Un système de déclenchement hiérarchisé fut donc imaginé afin de ne permettre l'acquisition que d'événements "intéressants du point de vue physique". Grâce à ce système la fréquence d'acquisition des données fut abaissée dans les capacités de traitement de l'information.

ATLAS fit le choix d'un système de déclenchement à trois niveaux où chaque niveau possède une algorithmique de reconstruction d'événements dédiée. Les conditions de déclenchement à chaque niveau varient suivant certains critères liés à la topologie des événements ou à la qualité des différents objets reconstruits. La figure 4.15 présente le schéma logique du système de déclenchement. Décrivons maintenant brièvement chacun des trois niveaux de ce système.

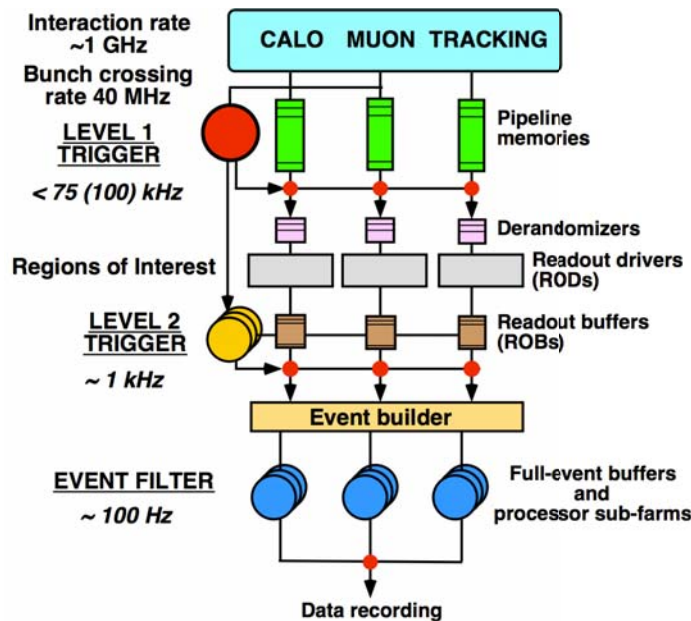


FIGURE 4.15: Schéma logique du système de déclenchement du détecteur ATLAS.

- **Niveau 1** : Le niveau 1 [90] réalise une première sélection en définissant des régions d'intérêt et fonctionne à la vitesse de croisement des faisceaux. Ce niveau de déclenchement, qualifié de matériel, utilise des données des sous-détecteurs les plus rapides : calorimètres et spectromètre à muons, afin d'identifier des jets, des leptons tau, des objets électromagnétiques (via des critères d'isolation) et des muons, en fonction de signatures prédéfinies (multiplicité des différents objets, énergie totale, etc.). Si l'événement est conservé, son signal est envoyé aux RODs (ReadOut Drivers) qui le lisent et le mettent en forme avant de le stocker dans le ROS (ReadOut System) attendant la décision de niveau 2. La décision de garder un événement est prise en moins de 2.5 μ s. Cette étape permet de réduire le taux d'événements de 40 Mhz à 75 kHz.
- **Niveau 2** : Le niveau 2 [91] est un niveau logiciel. Il prend en compte les informations de chaque sous détecteur et complète la décision en incluant des informations de position (en η et ϕ) ainsi que les impulsions transverses. Il reconstruit les objets plus complexes tels que les électrons ou les photons en tenant compte de la granularité optimale des sous-détecteurs. Les particules sont discriminées et l'énergie manquante est évaluée. Si l'événement est conservé, il est transféré des ROS au système de stockage de dernier niveau. Ce traitement prend environ 10 ms et le taux d'événements passe à 1 kHz.
- **Filtre d'événements** : Enfin, les événements acceptés sont analysés par le filtre d'événements (Event Filter) [91]. Ici, l'événement est reconstruit dans son ensemble avec tous les canaux disponibles, les dernières cartes de champs magnétiques et les dernières données de calibration et d'alignement. La sélection des événements potentiellement intéressants est affinée grâce à des algorithmes complexes. Le taux d'événement se réduit au final à 200 Hz.

Les événements sélectionnés sont ensuite pris en charge par le système d'acquisition d'ATLAS (DAQ pour *Data Acquisition system*). En fonction du parcours des événements dans la chaîne de décision du système de déclenchement, ces derniers sont distribués suivant différents flux de données (*data streams*) afin de réduire la quantité d'informations à manipuler dans les phases d'analyses. On compte trois flux dédiés aux analyses de physique : *Egamma*, *Muons* et *JetTauEtmis* respectivement pour les chaînes de déclenchement électron/photon, muons et jet/tau/énergie manquante. Finalement, pour chaque événement pertinent ainsi identifié, l'ensemble des données brutes produites par les 100 millions de canaux de lecture du détecteur sont stockées. Compte tenu de l'énorme volume de données enregistrées par l'ensemble des expériences du LHC, le CERN déploya une infrastructure communautaire de stockage et de calcul, partagée à travers le monde, dans les différents instituts impliqués dans le projet LHC. Cette grille de calcul mondiale profite entre autres au stockage des données enregistrées par ATLAS [92].

4.5 Reconstruction et identification des objets physiques

Les données brutes transmises par l'électronique de lecture du détecteur ne sont pas directement exploitables en l'état dans les analyses de physique où l'on manipule plutôt des objets reconstruits tels que des électrons, photons, jets, etc. La reconstruction et l'identification de ces objets se fait grâce à des algorithmes dédiés utilisant des données de trajectographie et de calorimétrie. Cette section se propose de décrire les procédures employées pour reconstruire et identifier les différents objets physiques. Seuls les objets physiques utilisés dans la recherche de bosons W' présentés dans ce manuscrit seront considérés (électrons, muons, jets et énergie manquante).

4.5.1 Les électrons

Un objet électron est défini à partir d'informations issues de la trajectographie interne et de la calorimétrie électromagnétique. Sa reconstruction se fait en deux temps. Tout d'abord, un algorithme dit à fenêtre glissante (*sliding-window algorithm*) [93] recherche des dépôts d'énergie caractéristiques dans le calorimètre électromagnétique. La figure 4.16 illustre le principe de cet algorithme. Les dépôts d'énergie sont reconstruits à partir d'amas (*clusters*) de 3×5 cellules de la couche principale du calorimètre formant le deuxième compartiment décrit section 4.3.2. Seuls les amas ayant une énergie transverse supérieure à 2.5 GeV sont conservés.

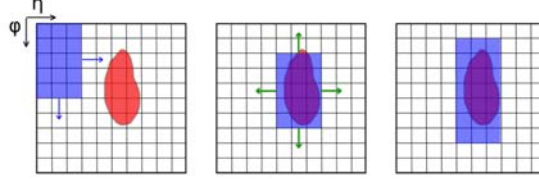


FIGURE 4.16: Schéma de principe de l'algorithme à fenêtre glissante [94]. Dans un premier temps une fenêtre (en bleu) se déplace sur la grille de cellules du calorimètre. Puis la fenêtre se centre sur un maximum d'énergie (en rouge). Enfin dans un troisième temps la taille de l'amas de cellules identifié est optimisée en fonction du type d'objet considéré.

Dans un second temps, les traces reconstruites dans le trajectographe interne sont extrapolées jusqu'au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique comme illustré figure 4.17. Cette étape délicate prend en compte la variabilité du champ magnétique environnant influençant la courbure de la trajectoire des particules. L'extrapolation des traces sont ensuite comparés aux barycentres des amas identifiés. Un candidat électron sera défini par l'association d'une trace et d'un amas. Une trace sera associée à un amas si la différence de pseudo-rapacité et d'azimut entre les deux est $\Delta\eta < 0.05$ et $\Delta\phi < 0.1$. La sélection sur $\Delta\phi$ est relâchée en comparaison de celle sur $\Delta\eta$ afin de considérer les électrons ayant émis un rayonnement de freinage.

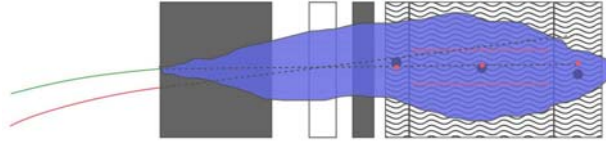


FIGURE 4.17: Schéma représentant l'extrapolation des traces jusqu'au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique [94]. L'extrapolation des traces (points rouges) sont comparés aux barycentres des amas identifiés (points noirs).

Si plusieurs traces sont candidates, celles ayant porté le plus grand nombre de coups dans le détecteur interne seront privilégiées. En cas d'ambiguïté, la trace pour laquelle la distance avec l'amas $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est minimale, est alors sélectionnée. Les amas associés à aucune trace seront considérés comme des candidats photons. Il est toutefois possible de récupérer aussi certains amas associés à une trace provenant de photons convertis. Les amas appariés sont ensuite reconstruits dans une fenêtre étendue de 3×7 cellules du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique dans la partie tonneau et 5×5 cellules dans les parties bouchons. Cette étape permet de prendre en compte des rayonnements de freinage éventuels. Bien sûr la méthode de reconstruction présentée ici ne pourra s'appliquer que dans l'acceptance du détecteur interne $|\eta| < 2.5$. Dans la partie avant du détecteur, c'est-à-dire pour $2.5 < |\eta| < 4.9$, les électrons ne pourront être reconstruits qu'à partir d'amas calorimétriques.

À ce niveau, l'énergie d'un candidat électron reconstruit ne correspond qu'à l'énergie de l'amas lui étant associé. Cependant, une partie de l'énergie initiale de la particule a pu être perdue en amont du calorimètre électronique ou en aval dans le calorimètre hadronique. Certains dépôts d'énergie ont pu également être ignorés car non compris dans l'amas de cellules identifié. De ce fait, l'énergie des amas est étalonnée afin de prendre compte ces corrections en énergie. Cet étalonnage s'appuie sur des études réalisées sur faisceaux tests où la réponse en énergie du détecteur aux électrons a été évaluée. Enfin d'autres corrections sont apportées dans la détermination de l'étalonnage finale des électrons grâce à l'étude de résonances e^+e^- . Des facteurs correctifs sont déterminés en ajustant les distributions attendues de masse invariante e^+e^- de processus tels que $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ issues de simulations Monte-Carlo, aux données expérimentales.

La figure 4.18 présente la distribution de l'efficacité de reconstruction des électrons mesurée en 2011 et 2012 en fonction de η pour des électrons d'énergie transverse $15 < E_T < 50$ GeV et en fonction de l'énergie transverse E_T pour des électrons de pseudo rapidité $|\eta| < 2.47$ [95]. On remarquera l'amélioration de l'efficacité de reconstruction entre les données 2011 et 2012, due à la prise en compte en 2012 de l'émission du rayonnement de freinage lors de la reconstruction des traces [96].

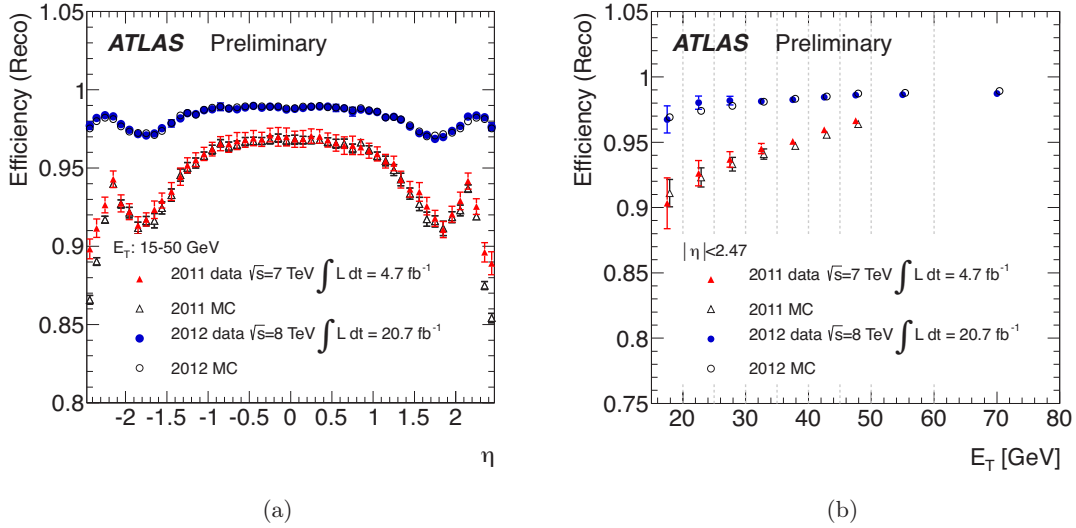


FIGURE 4.18: Efficacité de reconstruction des électrons mesurée en 2011 et 2012 (a) en fonction de η pour des électrons d'énergie transverse $15 < E_T < 50$ GeV et (b) en fonction de l'énergie transverse E_T pour des électrons de pseudo rapidité $|\eta| < 2.47$ [95].

Compte tenu de l'activité hadronique intense produite par le LHC, une fraction importante des candidats électrons reconstruits par la méthode présentée ci-dessus ne sont pas de vrais électrons. Un certain nombre de variables discriminantes sont utilisées afin de rejeter au maximum ce bruit de fond. Certaines, en mesurant par exemple les fractions d'énergies hadroniques déposées, ou en comparant les développements latéraux des gerbes, utilisent des informations des calorimètres. D'autres utilisent des informations de la trajectographie interne, pour évaluer par exemple la qualité des traces reconstruites. Enfin d'autres utilisent des informations combinées des calorimètres et du trajectographe interne, notamment pour évaluer la qualité des associations amas/trace. Différents critères de sélection sur ces variables permettent de jouer sur l'efficacité de sélection de vrais électrons et la réjection de faux électrons. On définit trois ensembles de sélections distinguant trois catégories d'électrons reconstruits. Des plus lâches aux plus sévères, on compte les critères de sélections suivants [95] :

- **Loose** : Tout d'abord, on exige que l'amas soit compris dans l'acceptance du détecteur interne afin de pouvoir leur associer une trace. Des sélections sont appliquées sur des variables relatives à la fraction d'énergie hadronique déposée. On s'intéresse également au développement latéral de la gerbe dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique en évaluant le rapport de l'énergie déposée dans des amas de cellules de différentes tailles. D'autres critères de sélection sur la forme de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique sont également pris en compte. Des critères sont également appliqués sur la qualité des traces reconstruites en demandant au moins un coup dans le détecteur à pixels, au moins sept coups dans les détecteurs à semi-conducteurs. Enfin, on demande que la différence en pseudo-rapacité entre la position de l'amas dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique et celle de la trace extrapolée cet endroit soit $|\Delta\eta| < 0.01$.
- **Medium** : On ajoute aux critères *Loose* ses critères supplémentaires sur la qualité des traces reconstruites, comme un paramètre d'impact transverse $|d_0| < 5$ mm, et la présence d'un coup dans la première couche du détecteur à pixels. Des sélections sont appliquées sur des variables relatives à la fraction d'énergie déposée dans le dernier compartiment du calorimètre électromagnétique. Enfin, un certain nombre de coups à haut seuil est demandé dans le TRT.
- **Tight** : En plus des critères *Medium*, sont appliquées des sélections plus strictes sur le paramètre d'impact transverse des traces $|d_0| < 1$ mm. On exige au moins un coup dans la couche la plus interne du détecteur à pixels. Une sélection plus stricte est appliquée sur la différence en pseudo-rapacité entre la position de l'amas dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique et celle de la trace extrapolée cet endroit $|\Delta\eta| < 0.005$. On demande également que la différence d'angle azimutal entre la position de l'amas, cette fois-ci dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique, et celle de la trace extrapolée cet endroit soit $|\Delta\phi| < 0.02$. Une condition sur le rapport entre l'énergie de l'amas l'impulsion de la trace associée est appliquée. Enfin, l'ensemble des électrons reconstruits associés à un photon converti sont rejetés.

Dans le cadre de la recherche du boson W' on demandera que les électrons satisfassent les critères *Tight*. D'autres sélections ainsi que des critères d'isolation seront également appliqués, permettant ainsi de réduire le bruit de fond lié à la reconstruction de faux électrons et de supprimer des électrons trop proches d'autres objets physiques. Ces critères seront détaillés dans la section 8.3.1.

4.5.2 Les muons

Les objets muons sont définis à partir des traces reconstruites suite au passage de la particule dans le trajectographe interne et le spectromètre à muons. Il existe principalement quatre stratégies de reconstruction, définissant quatre classes de muons.

- **Standalone muon (SA)** : Une première méthode consiste à reconstruire la trace de la particule en associant les différents coups détectés dans les chambres à muons. Sa trajectoire et son paramètre d'impact sont déterminés en extrapolant la trace jusqu'au point d'interaction primaire, tout en prenant en compte l'énergie perdue dans le système de calorimétrie.
- **Combined muon (CB)** : Dans une deuxième approche, la reconstruction *Standalone* est raffinée en prenant en compte l'information de la trajectographie interne. Les segments de traces reconstruites dans ce dernier et le spectromètre à muon sont associés par un ajustement global ou une combinaison statistique des traces.

- **Segment-tagged muon (ST)** : Une troisième technique consiste cette fois à identifier une trace reconstruite dans le trajectographe interne à un muon si cette trace, extrapolée jusqu'au spectromètre à muons, est associée au moins à un segment reconstruit dans les chambres à muons.
- **Calorimeter-tagged muon (CT)** : Enfin, une quatrième approche est utilisée pour la reconstruction des muons en dehors de l'acceptance des systèmes de trajectographie. La trajectoire du muon est reconstruite à partir des dépôts d'énergie laissés dans le système de calorimétrie au minimum d'ionisation.

Dans le cadre des analyses de physique, les méthodes de reconstruction les plus raffinées CB et ST sont généralement utilisées. L'approche ST offre la plus grande efficacité de reconstruction car elle permet de reconstruire des candidats muon n'ayant pas nécessairement traversé beaucoup de chambres de précision du spectromètre. Elle est adaptée à la reconstruction de muons de basse énergie mais introduit une pureté en signal de vrai muon assez faible. Pour la recherche du boson W' nous utiliserons uniquement des muons CB reconstruits par l'algorithme MuID [97]. Ce dernier réalise un test d'adéquation de χ^2 entre les traces reconstruites dans le spectromètre à muons et le trajectographe interne. Un seuil est fixé sur la valeur de sortie du test afin de sélectionner les candidats muon.

Durant la procédure, des critères de qualité sont pris en compte sur les traces reconstruites. On demande par exemple au moins deux coups dans le détecteur à pixels dont au moins un dans sa première couche et au moins six coups dans les SCT. On exige également un nombre de zones mortes dans les modules SCT et les modules du détecteur à pixel identifiées inférieur à deux. Un critère plus complexe sur le rapport entre le nombre de coups dans le TRT sur et à côté de la trace est également appliqué.

L'efficacité de reconstruction tout comme l'efficacité d'identification sont estimées à partir de lots d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La figure 4.19(a) présente l'efficacité de reconstruction des muons mesurée en 2012 en fonction de η pour des muons d'impulsion transverse $p_T > 10$ GeV [98]. Le léger désaccord entre la simulation et les données expérimentales est corrigé par l'application d'une correction sur les données simulées. Des corrections sur l'échelle d'impulsion (0.1%) et sur la résolution (1.5%) seront appliquées sur la simulation afin de reproduire au mieux les données expérimentales. La figure 4.19(b) présente la distribution de masse invariante dimuons mesurée en 2012 à partir d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et distributions simulées avant et après corrections [98].

Tout comme pour les électrons, des critères de sélection supplémentaires et d'isolation seront utilisés pour la recherche de bosons W' . Ils seront également détaillés dans la section 8.3.1 du chapitre d'analyse

4.5.3 Les jets

Comme nous l'avons vu précédemment, les jets constituent la signature expérimentale d'un parton s'hadronisant en produisant une gerbe de hadrons collimatés, qui, lors de son passage dans la matière s'accompagne de leptons et de photons. Cet environnement complexe nécessite une procédure de reconstruction sophistiquée afin de pouvoir traduire une information mesurée sous forme de dépôts d'énergie, en matière d'impulsion du parton initiale.

Dans ATLAS, un jet se définit à partir des dépôts d'énergie laissés par son passage dans le système de calorimétrie. Ces dépôts sont reconstruits sous forme d'amas topologiques de cellules calo-

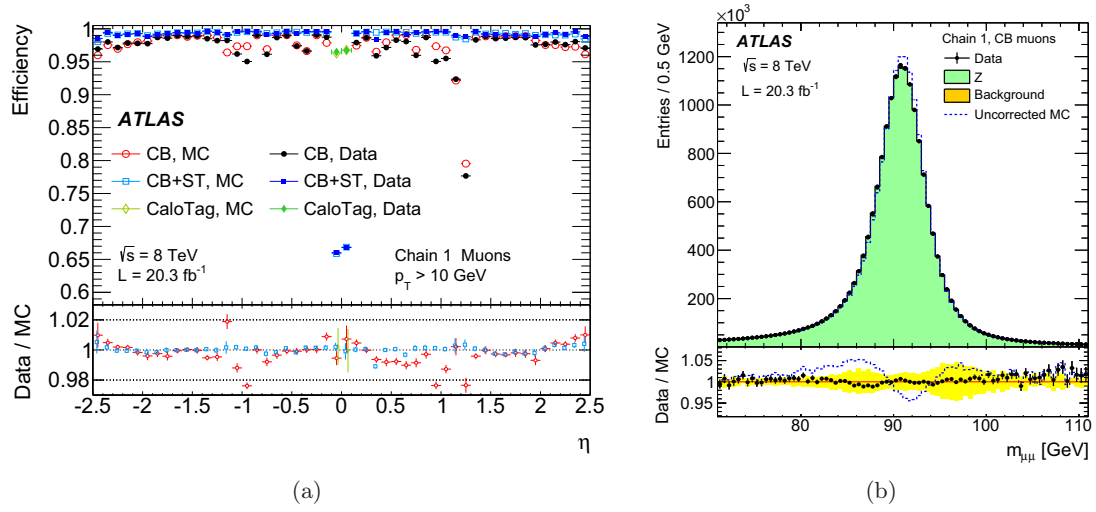


FIGURE 4.19: (a) Efficacités de reconstruction de muons mesurée en 2012 en fonction de η pour des muon d'impulsion transverse $p_T > 10$. GeV. (b) Distribution de masse invariante dimuons mesurée en 2012 à partir d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et distributions simulées avant et après corrections [98].

rimétriques (*topo-clusters*). Ces amas sont définis à partir d'une cellule graine dans laquelle l'énergie déposée est supérieure à quatre fois le niveau de bruit fond moyen d'une cellule. À cette graine seront associées toutes les cellules voisines ayant une énergie supérieure à deux fois le niveau de bruit fond moyen d'une cellule. Ces amas topologiques servent ensuite de point de départ aux algorithmes de reconstruction des jets.

Il s'agit ici d'associer au mieux les dépôts d'énergie aux jets. L'idée générale est d'évaluer si deux dépôts d'énergie à proximité l'un de l'autre peuvent provenir de la même source et les associer en un proto-jet si c'est le cas. Ainsi une progression de proche en proche entre amas se met en place. Elle est fondée sur la comparaison de deux distances caractéristiques définies comme :

$$d_i = p_{T,i}^{2p} \quad \text{et} \quad (4.10)$$

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}) \times \frac{(\Delta R_{ij})^2}{R^2}, \quad (4.11)$$

avec $p_{T,i}$ et $p_{T,j}$ les impulsions transverses respectives des amas i et j , ΔR_{ij} la distance entre ces deux amas, R un critère de proximité sans unité qui traduit en quelque sorte le rayon caractéristique d'un cône qui contiendrait le jet, et p un paramètre caractéristique de l'algorithme de reconstruction utilisé.

Les distances d_{ij} et d_i représentent des métriques traduisant respectivement une distance entre les deux amas et une distance entre l'amas i et le faisceau dans l'espace des impulsions. Ces distances seront calculées pour chaque amas ou proto-jets identifiés. On recherchera ensuite quelle est la distance minimum $\min(d_i, d_{ij})$ entre les deux. Deux possibilités se présentent alors :

- Si $\min(d_i, d_{ij}) = d_i$: L'amas ou le proto-jet i forme un jet et est retirée de la liste des contributions.
- Si $\min(d_i, d_{ij}) = d_{ij}$: Les amas ou proto-jets i et j sont combinés en un seul proto-jet et où leurs quadri-impulsions respective seront sommées.

L'opération se poursuit jusqu'à ce qu'il n'existe plus d'amas ou de proto-jets à combiner. On définit trois types d'algorithmes en fonction de la valeur du paramètre p . La figure 4.20 illustre le résultat de l'agrégation d'amas calorimétrique pour chacun de ces algorithmes.

- $p = +1$ pour l'algorithme k_t [99].
- $p = 0$ pour l'algorithme de Cambridge/Aachen [100].
- $p = -1$ pour l'algorithme anti- k_t [101].

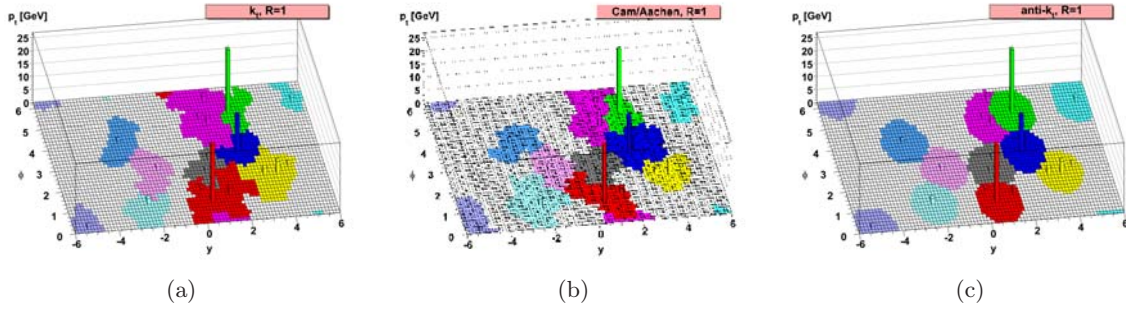


FIGURE 4.20: Illustrations de l'agrégation d'amas calorimétrique pour différents algorithmes de jets : k_t (a), *Cambridge/Aachen* (b) et anti- k_t (c) [101].

L'algorithme de reconstruction que nous utiliserons par la suite pour la recherche de bosons W' sera l'algorithme anti- k_t avec un paramètre $R = 0.4$. L'algorithme anti- k_t travaille dans l'espace des impulsions inverse et présente un certain nombre d'avantages. Tout d'abord, il assure une agrégation de particules sans introduire de divergence infrarouge dans les calculs perturbatifs de QCD et ainsi ne brise pas la relation entre la structure partonique de l'événement et le jet que l'on observe expérimentalement. De plus, des amas de basse énergie s'associeront préférentiellement avec des amas de plus haute énergie, formant une structure de jet régulière comme l'illustre la figure 4.20(c). Enfin, cet algorithme est insensible à d'éventuelles émissions de radiations colinéaires.

Une difficulté apparaît cependant lors de la reconstruction des jets. L'énergie du jet ainsi reconstruit ne correspond pas à l'énergie portée par le parton initial. Cette énergie doit donc être étalonnée en prenant en compte un certain nombre d'effets. Initialement, les jets sont reconstruits à l'échelle d'énergie électromagnétique qui est l'échelle d'énergie de référence des calorimètres d'ATLAS. Cela signifie que les dépôts d'énergie dans les calorimètres sont étalonnés afin de reproduire correctement l'énergie perdue par des électrons, si l'énergie déposée provient bien d'électrons. Cet étalonnage s'appuie sur les mêmes études, décrites plus haut, réalisées sur faisceaux tests où la réponse en énergie du détecteur aux électrons a été évaluée. Elle fournit une excellente description des dépôts d'énergie des particules électromagnétiques mais pas des hadrons pour lesquels d'autres effets doivent être pris en compte. Tout d'abord il y a la non-compensation⁵ des calorimètres ne permettant qu'une mesure partielle de l'énergie déposée par les hadrons. Les pertes d'énergie dans les régions inactives en amont des calorimètres ainsi que les fuites d'énergie à l'extérieur de ces derniers doivent être prises en compte. Enfin, les pertes d'énergie éventuelles lors de la reconstruction des jets nécessitent d'être corrigées.

5. Un calorimètre est dit non-compensé s'il ne donne pas la même réponse aux composantes électromagnétique et hadronique des gerbes.

ATLAS développa plusieurs stratégies d'étalonnage plus ou moins complexes [102]. Dans le cadre de la recherche du boson W' nous utiliserons la méthode *Local Cluster Weighting Calibration* (LCW) [102]. Cet étalonnage utilise les propriétés des amas topologiques telles que leur énergie, leur profondeur dans les calorimètres, la densité en énergie des cellules ou encore la fraction d'énergie déposée dans les différentes couches du calorimètre. L'idée est de compenser la différence de réponse des calorimètres entre les hadrons et les particules électromagnétiques en affectant des poids à chacune des cellules constituant le jet. Ces poids sont déterminés en minimisant les fluctuations en énergie entre le jet reconstruit et le jet vrai à partir de simulations Monte-Carlo. Les amas ainsi étalonnés seront utilisés dans la reconstruction des jets. Les pertes d'énergie lors de cette reconstruction sont ensuite corrigées au moyen de méthodes *in situ* [102]. Enfin, depuis 2012 la contamination des jets due à l'effet d'empilement est également corrigée grâce à des méthodes déterminant la sensibilité aux radiations des jets grâce à la notion d'aire active [103] [104] correspondant à la zone du détecteur où les particules associées au jet s'étendent. Ainsi, plus cette aire sera importante plus le jet sera sensible à l'effet d'empilement.

La figure 4.21 présente le rapport entre les réponses en énergie dans les données et simulations Monte-Carlo pour différentes méthodes d'étalonnage *in situ* ainsi que l'incertitude relative liées à l'étalonnage des jets en fonction de $|\eta|$ pour des jets d'impulsion transverse $p_T^{\text{jet}} = 40$ GeV mesurés en 2012 [105].

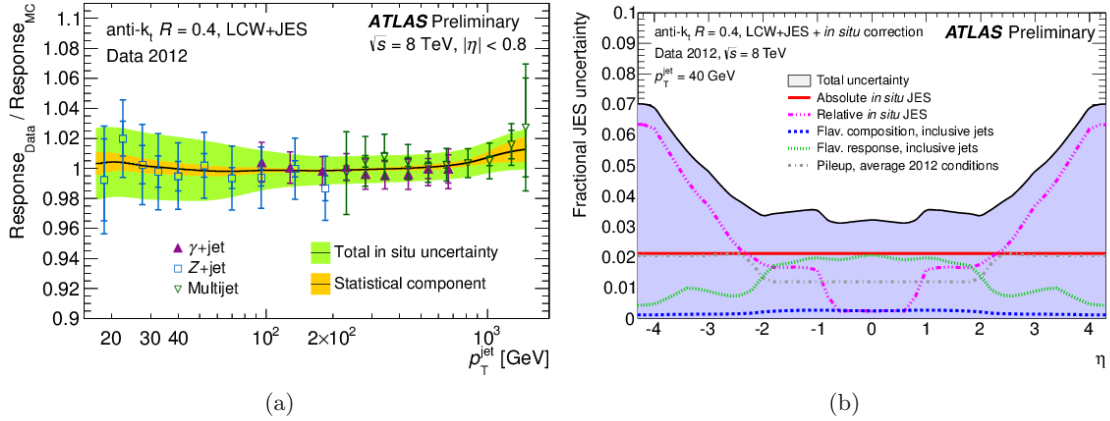


FIGURE 4.21: (a) Rapport entre les réponses en énergie dans les données et simulations Monte-Carlo pour différentes méthodes d'étalonnage *in situ* mesuré en 2012. (b) Incertitudes relatives liées à l'étalonnage des jets mesurée en 2012 en fonction de $|\eta|$ pour des jets d'impulsion transverse $p_T^{\text{jet}} = 40$ GeV [105].

4.5.4 Étiquetage des jets de saveurs lourdes

Les jets issus de quark de saveurs lourdes, et en particulier de quarks beaux, possèdent des propriétés particulières permettant leur identification. L'étiquetage de ces jets revêt pour nous un intérêt tout particulier, étant un produit direct de la désintégration du quark top et du boson W . L'hadronisation d'un quark beau issu du vertex primaire produit un jet contenant un hadron beau, généralement un méson B , ayant un temps de vie relativement long de l'ordre de 1.5 ps lui permettant de "voler" quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer et donner un vertex secondaire, comme illustré sur la figure 4.22. Les algorithmes d'étiquetage exploitent cette propriété caractéristique en identifiant par exemple les traces ayant un paramètre d'impact incompatible avec le vertex primaire ou en reconstruisant directement le vertex secondaire. Dans ATLAS, trois classes

d'algorithmes sont principalement utilisées [81].

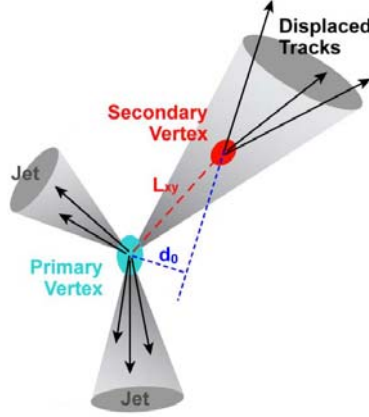


FIGURE 4.22: Schéma de la production d'un jet de quark beau. On observe la présence de d'un vertex secondaire (en rouge) manifestation de la désintégration d'un hadron beau ayant volé sur quelque millimètres dans le détecteur.

- **Algorithmes IPxD** : Ces algorithmes permettent la discrimination des jets de quarks b grâce à l'utilisation des paramètres d'impact des traces. Ils réalisent un test statistique utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance où la valeur mesurée d'une variable discriminante pour un jet est comparée aux distributions simulées de cette variable pour des jets des quark b et des jets légers. Les variables discriminantes utilisées sont les significations statistiques des paramètres d'impact des traces appartenant au jet, z_0/σ_{z_0} dans le plan longitudinal (algorithme IP1D) et d_0/σ_{d_0} dans le plan transverse (algorithme IP2D), où σ_{z_0} et σ_{d_0} représentent les incertitudes sur les paramètre d'impact transverse et longitudinal. Un troisième algorithme (IP3D) combine ces deux variables discriminantes, tirant avantage des corrélations qui existent entre les deux. Ces rapports sont calculés pour chaque trace contenue dans le jet afin de déterminer une probabilité d'étiquetage. Un jet est étiqueté b si cette probabilité est supérieure à un certain seuil correspondant au point de fonctionnement de l'algorithme.
- **Algorithmes SVx** : Cette deuxième classe d'algorithme est fondée sur la reconstruction d'un vertex secondaire à partir des produits de désintégration du hadron beau produits dans un jets de quark b . Pour reconstruire les vertex secondaires d'un événement, on apparie entre elles toutes les traces suffisamment éloignées du vertex primaire. Ensuite grâce à un test d'ajustement de χ^2 on recherche la combinaison des traces les plus compatibles entre elle. L'intersection de ces dernières formera un vertex secondaire. Comme les algorithmes IPxD, les algorithmes d'étiquetage SVx reposent sur un test statistique utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance construites à partir de variables discriminantes. Parmi les variables discriminantes, on compte la signification statistique de la distance entre un vertex secondaire et le vertex primaire L/σ_L avec σ_L l'incertitude sur cette distance (algorithme SV0), la masse invariante des traces associées au vertex secondaire et la fraction d'énergie du jet emportée par les traces associée au second vertex (algorithme SV1).
- **Algorithme JetFitter** : Une troisième classe d'algorithmes exploitent la reconstruction de la chaîne de désintégration du hadron beau. Ce dernier peut se désintégrer en un hadron charmé qui à sont tour vole quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer. L'utilisation

d'un filtre de Kalman⁶ permet de reconstruire approximativement la direction de vol du hadron beau à partir des positions estimées des différents vertex. À partir d'un ensemble de variables discriminantes, similaires à celles présentées ci-dessus, l'algorithme réalise le même type de test statistique afin de discriminer les jets de quark b , mais également les jets de quark c , des jets légers provenant de quarks u , d , s et de gluons.

On quantifie les performances d'un algorithme d'étiquetage par son efficacité d'identification. Cette efficacité se définit comme la fraction de jets reconstruits qui ont été étiquetés par l'algorithme. On pourra définir des efficacités d'identification pour les jets issus de quarks c ou b ainsi que pour les jets légers. De nombreuses méthodes permettent d'estimer ces efficacités. La mesure se fait généralement à partir d'événements de paires de quark top ($t\bar{t}$) afin de travailler avec des échantillons riches en jets de quark b . Ces algorithmes exploitent également une propriété des jets de saveurs lourdes qui est leur signature expérimentale par un muon produit dans la chaîne de désintégration du hadron beau, et ce, dans 20% des cas.

Afin d'améliorer les performances d'identification des jets de quarks b et la réjection des jets légers, les différents algorithmes décrits plus haut sont combinés grâce à des méthodes multivariées telles que des réseaux de neurones. On compte par exemple l'algorithme JetFitterCombNN qui associe les algorithmes JetFitter et IP3D ou encore l'algorithme MV1 qui associe les algorithmes JetFitter, IP3D et SV1. La figure 4.23 représente les courbes d'efficacité de réjection de jets légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets de quarks b pour différents algorithmes d'identification mesurées à partir d'événements simulés de paires de quark top ($t\bar{t}$) [106]. Dans le cadre de la recherche de bosons W' nous utiliserons l'algorithme MV1 donnant les meilleures performances d'identification des jets de quarks b et de réjection des jets légers.

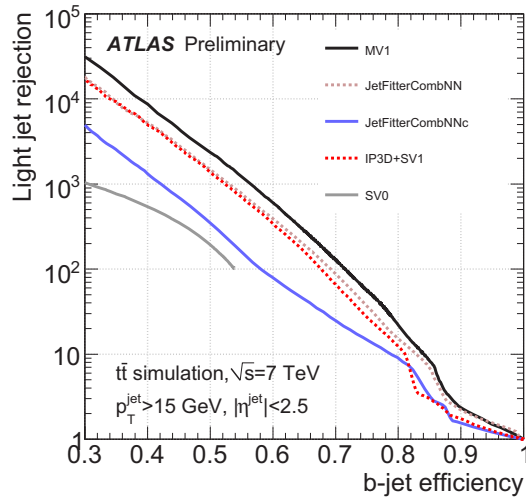


FIGURE 4.23: Efficacités de réjection de jets légers en fonction de l'efficacité d'identification de jets de quarks b pour différents algorithmes d'identification mesurées à partir d'événements simulés de paires de quark top ($t\bar{t}$) [106].

Les différences entre les efficacités mesurées dans les données et les simulations Monte-Carlo sont prises en compte en corrigeant les jets simulés par des facteurs d'échelles extraits de données en fonction de la saveur du jet considéré. Dans le cadre de la recherche du boson W' , ces corrections

6. Un filtre de Kalman est un algorithme permettant de déterminer l'état d'un système dynamique à partir d'une série de mesures incomplètes ou bruitées.

seront déterminées à partir de l'association de deux approches indépendantes. Une première méthode, appelée *System8* [107], se base sur l'utilisation de deux algorithmes d'identification plus ou moins décorrélés et deux échantillons d'événements riches en jets de quark b signés par la présence de muons. Les diverses corrélations entre les échantillons d'événements et les deux algorithmes d'identification sont déterminées grâce à des simulations. Les contributions de chaque saveur de jet pour chaque combinaison *échantillon d'événements/algorithmes d'identification* s'écrivent sous la forme d'un système de huit équations à huit inconnues. La résolution de ce système permet de déterminer les efficacités d'identification des jets issus de quark b ou c ainsi que pour les jets légers, et ce, pour les deux algorithmes d'identification utilisés et appliqués sur les échantillons d'événements. Une deuxième méthode, appelée *tag and probe* appliquées sur les événements $t\bar{t}$ dileptoniques, permet d'extraire les fractions de jet étiquetés comme des jets provenant de quark b à partir d'une sélection de données de paires de quark top $t\bar{t}$ dans des états finals dileptonique [108]. L'intérêt de la combinaison de cette deuxième approche avec la méthode *System8* permet une estimation des efficacités d'identification mieux adaptée aux états finals contenant des leptons en plus des jets comme c'est le cas dans notre analyse. La figure 4.24 présente les facteurs d'échelle correctifs d'efficacité d'identification des jets b mesurés dans les données en 2012 avec ces deux méthodes pour un point de fonctionnement de l'algorithme MV1 de 70% en fonction de l'impulsion transverse du jet [109].

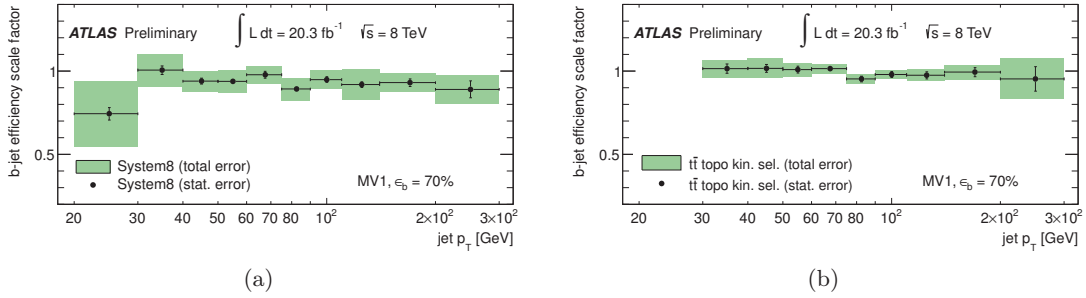


FIGURE 4.24: Facteurs d'échelle correctifs d'efficacité d'identification des jets b mesurés dans les données en 2012 avec (a) l'algorithme *System8* et (b) la méthode *tag and probe* appliquée sur des événements $t\bar{t}$ dilepton pour un point de fonctionnement de l'algorithme MV1 de 70% en fonction de l'impulsion transverse du jet [109].

4.5.5 Énergie transverse manquante

Certaines particules telles que les neutrinos n'interagissent pas dans le détecteur. La fraction d'énergie de l'événement emportée par ces particules invisibles peut être estimée en vérifiant la conservation de l'énergie dans le plan transverse du détecteur. La mesure de cette énergie transverse manquante, notée E_T^{miss} , est indispensable pour de nombreuses analyses de physique, notamment pour l'étude des désintégrations leptoniques du quark top. Une mesure de qualité implique d'utiliser l'acceptance maximale du détecteur et de prendre en compte un certain nombre d'effets expérimentaux tels que des pertes d'énergie dans les zones mortes du détecteur ou encore la réduction de différents bruits de mesure.

Le calcul de l'énergie transverse manquante utilise des objets physiques reconstruits et étalonnés [110]. Les différents dépôts d'énergie dans les calorimètres sont associés à un objet physique reconstruit : électron, photon, désintégration hadronique de lepton τ , jets et muons. Les dépôts d'énergie qui ne sont pas associés à des objets physiques reconstruits sont également pris en compte.

Le calcul se présente de la façon suivante :

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss},e} + E_{x,y}^{\text{miss},\gamma} + E_{x,y}^{\text{miss},\tau} + E_{x,y}^{\text{miss},jet} + E_{x,y}^{\text{miss},\mu} + E_{x,y}^{\text{miss},\text{SoftTerm}}. \quad (4.12)$$

Chaque terme de l'expression est calculé comme une somme négative des contributions de chaque objet physique reconstruit et étalonné, projeté sur les axes x et y . Le dernier terme de l'expression $E_{x,y}^{\text{miss},\text{SoftTerm}}$ prend en compte les contributions des jets de basse impulsion transverse $p_T < 20$ GeV et des cellules/traces non associées aux objets physiques reconstruits. L'énergie transverse manquante s'obtiendra par :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2}. \quad (4.13)$$

Enfin, la mesure de l'énergie transverse manquante est également affectée par le phénomène d'empilement d'événements. Des techniques visant à réduire cette contamination sont mises en place afin d'améliorer la résolution sur la mesure de E_T^{miss} . Elles visent principalement à corriger la composante $E_{x,y}^{\text{miss},jet}$ de l'expression (4.12) en utilisant par exemple des critères de sélection sur la fraction de l'impulsion des traces reconstruites associées aux jets issus de processus durs [111].

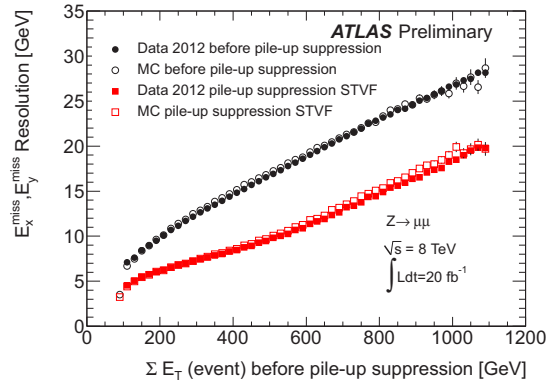


FIGURE 4.25: Résolution sur $E_{x,y}^{\text{miss}}$ en fonction de l'énergie transverse totale de l'événement calculé en sommant l'impulsion des muons et l'énergie transverse dans le système de calorimétrie, mesuré dans les données. Les résolutions dans les données et sur simulation Monte Carlo sont comparées avant et après la suppression de l'effet d'empilement d'événements [104].

Chapitre 5

Développements pour la simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS

Introduction

La simulation d'événements représente un outil indispensable à la réalisation des analyses de physique, permettant de confronter les prédictions théoriques aux données expérimentales. C'est notamment à partir d'échantillons d'événements simulés, comme illustré figure 5.1, que nous développerons par la suite notre stratégie de recherche du boson W' . Outre une connaissance théorique fondée sur les processus physiques à l'œuvre dans les événements de collision, il est essentiel d'avoir une compréhension précise de la réponse du détecteur. Des méthodes Monte Carlo sont utilisées pour modéliser les interactions des particules avec les matériaux sensibles du détecteur. Une compréhension approfondie de l'ensemble de ses sous-systèmes ainsi qu'une description suffisamment détaillée de sa géométrie sont les points clés permettant d'atteindre les précisions nécessaires aux analyses de physique.

Le succès du programme de physique réalisé par ATLAS pendant la première phase d'opération du LHC doit beaucoup à l'infrastructure de production d'événements simulés mise en place par la collaboration [112]. Toutefois, l'utilisation de simulations de hautes précisions, très exigeantes en moyens de calcul, commence à poser des difficultés face à une demande grandissante du nombre d'événements simulés à mesure de l'accumulation des données enregistrées par le détecteur. La production d'événements simulés devient un véritable enjeu pour la collaboration qui déploie un effort important pour développer des simulations de plus en plus rapides tout en gardant les précisions suffisantes à la réalisation des analyses de physique.

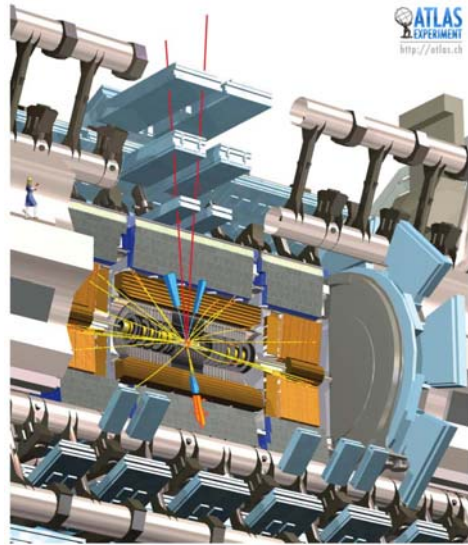


FIGURE 5.1: Évenement simulé reconstruit dans une vue éclatée du détecteur ATLAS.

Après avoir présenté brièvement l'infrastructure de simulation utilisée par la collaboration, ses atouts ainsi que ses faiblesses, nous nous concentrerons sur les outils de simulation rapide du détecteur et leur intégration dans un nouvel environnement de simulation (ISF pour *Integrated Simulation Framework* [113]) développé en vue de répondre aux enjeux d'avenir de la production d'événements dans ATLAS. Nous discuterons plus particulièrement des développements réalisés au cours de cette thèse sur la simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS FastCaloSim [114] qui s'inscrivent dans ce contexte.

5.1 La simulation d'événements dans ATLAS

Cette section se propose de dresser un panorama général de l'infrastructure de simulation utilisée par la collaboration ATLAS. L'ensemble de la chaîne de production d'événements Monte Carlo est accessible depuis l'environnement logiciel d'ATLAS : ATHENA [115] utilisé également par la collaboration pour la reconstruction des données ou les analyses de physique. Dérivé du logiciel GAUDI [116], développé conjointement avec la collaboration LHCb, ATHENA centralise un ensemble modulable de bibliothèques C++ organisées autour d'algorithmes, d'outils de calcul et de services dédiés aux tâches de reconstruction, de simulation et d'analyse.

5.1.1 La chaîne de simulation Monte-Carlo

La chaîne de simulation Monte Carlo, illustrée figure 5.2 est divisée en quatre étapes principales : la génération des événements de collision, la simulation du détecteur et des interactions physique des particules dans la matière, la digitisation ou numérisation des dépôts d'énergie dans les régions sensible du détecteur et enfin une étape de reconstruction de l'événement. À chaque étape de la procédure, produit un fichier de sortie est produit dans un format spécifique lisible à l'étape suivante. À la fin de la chaîne, les événements simulés et les données enregistrées se trouvent dans un format identique, permettant ainsi leur comparaison directe. Les points ci-dessous détaillent ces différentes étapes.

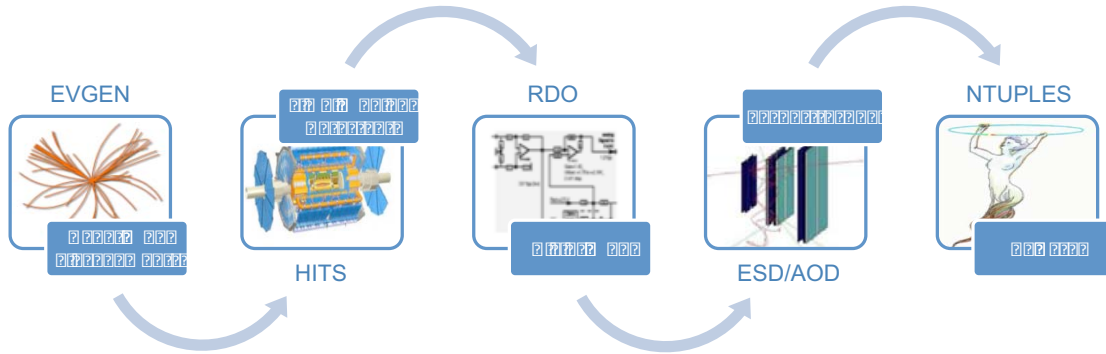


FIGURE 5.2: Chaîne de simulation Monte-Carlo utilisée dans la collaboration ATLAS.

- **Génération d'événements** : La première étape de la chaîne de simulation est dédiée à la génération des événements de physique. Dans cette étape, les états finals des particules sont calculés pour des collisions proton-proton. Les propriétés cinématiques de ces particules, telles que leur quadrivecteur impulsion-énergie, sont déterminées à partir du calcul des sections efficaces des processus partoniques d'intérêts à un certain ordre du développement perturbatif, et ce, à partir d'une théorie sous-jacente : Modèle Standard ou Modèles de Nouvelle Physique. L'ensemble des processus d'hadronisation des quarks sont également simulés afin de constituer les états finals de particules stables¹ dans le détecteur qui seront propagées par la suite dans la simulation du détecteur. Il existe de nombreux générateurs sur le marché classés essentiellement en deux catégories. Les générateurs à éléments de matrice ne s'intéressent qu'à la génération des processus au niveau partonique. Certains d'entre eux, ALPGEN [117, 118], AcerMC [119] ou encore MadGraph [120] réalisent des calculs à l'arbre (LO - *Leading Order*), tandis que d'autres comme MC@NLO [121, 122] ou PowHeg [123, 124, 125] poussent le calcul aux ordres supérieurs (NLO - *Next-to-Leading Order*). Enfin, d'autres générateurs dits à gerbes partoniques, tels que

1. Les particules ayant un temps de vie τ , telles que $c\tau > 10$ mm, se propagent suffisamment loin pour interagir avec le détecteur et sont considérées comme stables. Les particules pour lesquelles $c\tau < 10$ mm sont désintégrées lors de la génération d'événements.

PYTHIA [126] ou HERWIG [127] sont capables de simuler les processus d’hadronisation ainsi que les événements sous-jacents, et sont utilisés en complément des générateurs à élément de matrice.

- **Simulation du détecteur** : L’étape suivante consiste à simuler la propagation et l’interaction des particules à travers une modélisation informatique du détecteur. La collaboration ATLAS utilise différentes méthodes de simulation se différenciant par leur niveau de détails et leur temps de calcul. La simulation du détecteur ATLAS repose sur une description très fine de la géométrie et des interactions des particules avec les matériaux sensibles du détecteur. Elle utilise la plateforme Geant4 (G4) [128] qui permet de simuler un grand nombre de particules et fournit des modèles détaillés d’interaction dans la matière ainsi que des outils de propagation de ces particules à travers des géométries de détecteur. Cette approche permet les meilleures performances mais est également la plus consommatrice en temps de calcul, ce qui limite considérablement les productions d’échantillons d’événements à grande échelle. Des stratégies alternatives, utilisant des géométries ou des modélisations des dépôts d’énergie simplifiées, sont également utilisées pour réduire le temps de calcul. Ces outils de simulation du détecteur seront détaillés davantage dans la section suivante.
- **Digitisation** : Après l’étape de simulation du détecteur, les informations des coups simulés portés par les particules dans les parties actives de l’ensemble des sous-systèmes du détecteur sont convertis en réponse digitale. Un *digit* (chiffre) est produit lorsque le voltage ou le courant d’un canal de lecture particulier d’un sous-détecteur dépasse un certain seuil prédéfini dans une fenêtre en temps particulière. Durant cette étape de simulation, l’effet d’empilement d’événements est émulé en superposant à l’événement initial, des simulations détecteur de plusieurs autres événements. Le format de sortie RDO pour *Raw Data Objects* est identique au format des flux de données (*data streams*) décrits section 4.4. Ces objets contiennent les courants et voltages mesurés dans les parties actives du détecteur. À partir de là, les étapes suivantes ne sont plus spécifiques à la simulation d’événement.
- **Reconstruction** : Dans la phase de reconstruction, les fichiers RDO sont réinterprétés et les différents objets physiques sont reconstruits et identifiés grâce aux mêmes algorithmes utilisés pour la reconstruction des données décrites section 4.5. L’ensemble est stocké dans des formats condensés permettant un accès plus rapide pour leur analyse.

Le tableau 5.1 donne les temps CPU ² moyens de génération, simulation, digitisation et reconstruction par événement pour différentes simulations de processus physiques. Le temps de reconstruction peut varier énormément suivant le choix de l’algorithme et le système de déclenchement utilisé. On remarque que dans cette configuration standard le temps de simulation du détecteur représente plus de 95% du temps de simulation total, soit environ 33 minutes pour un événement $t\bar{t}$. Ceci rend difficile la production d’échantillon d’événements à grande échelle et c’est la raison pour laquelle la collaboration s’est tournée vers le développement de stratégies de simulation plus rapides du détecteur.

5.1.2 Stratégies de simulation du détecteur ATLAS

Les stratégies de simulation du détecteur développées par la collaboration s’organisent autour d’associations de différents outils de simulation. En fonction de leur niveau de précision, elles sont classées en ce que nous appellerons par la suite les simulations détaillées ou *Full Simulation* et les simulations rapides, encore appelées *Fast Simulation*.

2. La puissance de calcul d’un processeur est exprimée en SpecInt2000 (SI2K). Un kSI2K représente 1000 SpecInt2000, soit à peu près la puissance d’un processeur Pentium Xeon 2.8 GHz.

Processus physique	Génération	Simulation G4	Digitisation	Reconstruction
Biais minimum	0.0267	551	19.6	8.06
$t\bar{t}$	0.226	1990	29.1	47.4
Jets	0.0457	2640	29.2	78.4
Photon et jets	0.0431	2850	25.3	44.7
$W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$	0.0788	1150	23.5	8.07
$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$	0.0768	1030	23.1	13.6

Tableau 5.1: Temps CPU moyens de génération, simulation, digitisation et reconstruction par événement en seconde kSI2K pour différents échantillons d'événements [112]. Le temps de génération est moyenné sur 5000 événements. Pour les événements $t\bar{t}$, seul le temps d'hadronisation est inclus. Le temps de calcul employé par le générateur (MC@NLO) n'est pas pris en compte. Les temps de simulation, digitisation et reconstruction sont quant à eux moyennés sur 250 événements. Les processus durs présentés dans ce tableau ont été simulés à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Ces chiffres sont à prendre comme ordres de grandeur.

- **Geant4** : Que nous avons décrit ci-dessus, s'inscrit par définition dans les configurations *Full Simulation*.
- **Geant4 + Frozen Showers Libraries (G4+FCL)** : Afin de compenser le temps de calcul de la simulation Geant4, des bibliothèques de gerbes de particules pré-simulées en amont, comme illustré figure 5.3, sont également utilisés. Ces bibliothèques stockent les gerbes et les conditions de simulation (paramètres cinématiques de la particule initiale, etc.) associées comme l'énergie de la particule ou encore l'orientation de sa trajectoire dans le détecteur. Pour une condition de simulation particulière la bibliothèque retourne la gerbe la plus proche correspondant aux conditions demandées. L'enjeu de la construction de ces bibliothèques est de trouver les principaux facteurs discriminants entre les gerbes et ayant une granularité suffisante pour s'adapter à tous les cas de figure. L'avantage de cette approche est de ne générer des gerbes qu'une seule fois pour les réutiliser par la suite. Différents échantillons d'événements ($t\bar{t}$, W , Z) sont utilisés pour la création de ces bibliothèques. Jusque-là seule la simulation des gerbes électromagnétiques utilise des bibliothèques prédéfinies compte tenu de leur temps très important de simulation imposé par la géométrie complexe du calorimètre électromagnétique. La simulation Geant4 associée à ces bibliothèques complémentaires fournit une simulation alternative plus rapide de haute précision. Qualifiée de *fast G4 simulation*, cette configuration entre dans la catégorie des *Full Simulation*.

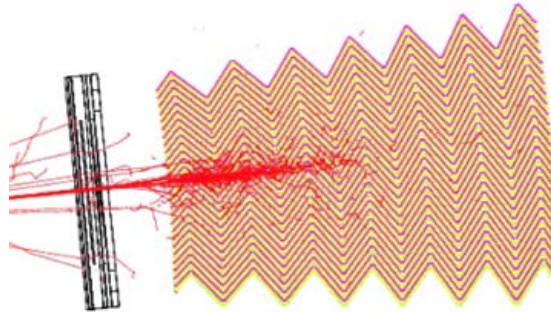


FIGURE 5.3: Illustration de la simulation Geant4 d'un électron traversant un module du calorimètre électromagnétique, reconnaissable par sa structure en accordéon. L'interaction de l'électron avec le calorimètre initie une gerbe de particules caractéristique illustrée en rouge sur la figure.

- **FATRAS** [129] : Cette simulation rapide du système de trajectographie d'ATLAS (trajectographie interne et spectromètre à muon) est basée sur une géométrie de reconstruction simplifiée du détecteur. Contrairement à la géométrie détaillée utilisée par Geant4, cette géométrie décrit le détecteur comme un empilement de fines couches de différents matériaux. Chaque couche devant reproduire le comportement moyen de la matière à cet endroit lors du passage d'une particule. Le transport des particules d'une couche à l'autre est réalisé grâce à des algorithmes d'extrapolation. La figure 5.4 illustre cette géométrie en fines couches utilisée dans FATRAS en représentant les points de conversion de photon simulés par Geant4 et FATRAS.

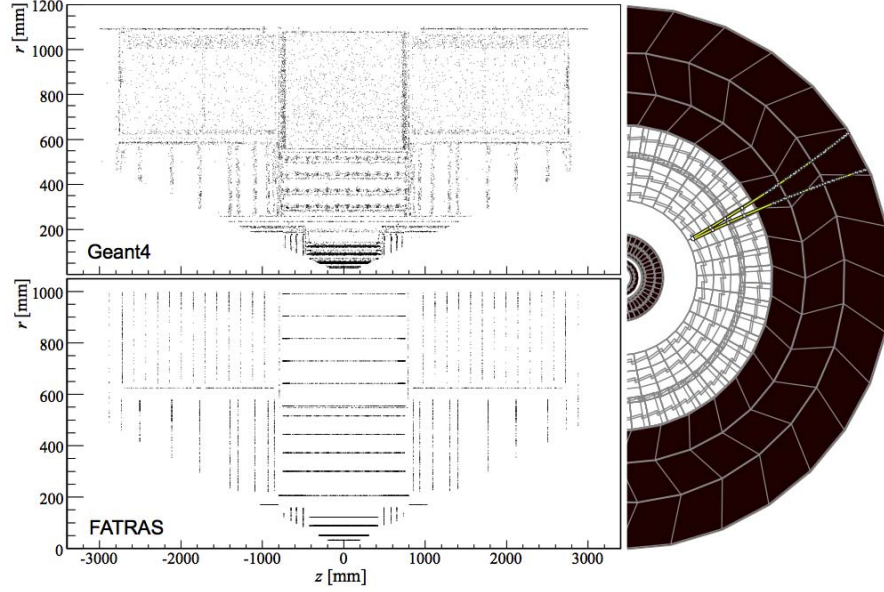


FIGURE 5.4: Illustration des points de conversion de photons simulés par Geant4 et FATRAS dans le trajectographe interne. Comme la conversion de photon est directement reliée à la densité de matériaux traversée, les fines couches de matériaux simulés par FATRAS sont clairement visibles.

- **FastCaloSim** [114] [130] : FastCaloSim est une simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS et est basée sur une paramétrisation de la forme des dépôts d'énergie et fera l'objet d'une description plus détaillée dans la suite de ce chapitre. FastCaloSim est utilisée en association avec Geant4 pour former **ATLASFAST II**. Dans cette configuration, Geant4 est utilisé pour simuler l'interaction des particules dans le trajectographe interne et la simulation des muons dans tous les sous-détecteurs, tandis que FastCaloSim est utilisé quant à lui pour simuler les dépôts d'énergie dans le système de calorimétrie pour toutes les particules sauf les muons. Couplé à FATRAS pour la trajectographie, ils forment la configuration **ATLFAST IIF**.
- **ATLFAST** : Cette dernière approche est une ancienne simulation paramétrique du détecteur ATLAS utilisée essentiellement durant la phase de conception du détecteur. L'idée de cette simulation était de dégrader les propriétés de particules créées à la génération pour obtenir les objets physiques directement sans avoir à simuler le détecteur. Cette simulation est la plus rapide mais offre la moins bonne précision. Par conséquent, elle ne peut être utilisée pour dans les analyses de physique. Elle est toutefois utilisée encore pour des études d'amélioration du détecteur.

La table 5.2 présente les temps CPU moyens de simulation dans les différentes configurations discutées jusque-là, pour différents échantillons d'événements. L'ensemble de ces temps est moyenné sur 250 événements. Ces chiffres, tirés de [112], sont à prendre comme ordre de grandeur. La figure 5.5 représente quant à elle les distributions du temps CPU de simulation de 250 événements $t\bar{t}$ dans les configurations *Full Simulation* : Geant4 et Geant4+FCL (noté Fast G4 Sim sur le graphique), ATLFAST-II [112] où l'on observe une différence de plus d'un ordre de grandeur entre la configuration Geant4 seule et ATLFAST-II. Enfin, durant la première phase d'opération du LHC seules les configurations Full Simulation et ATLFAST-II offraient la précision suffisante pour être utilisées dans les analyses de physique.

Échantillon d'événements	G4 Sim	G4+FCL Sim	ATLFAST-II	ATLFAST-IIF	ATLFAST
Biais minimum	551	246	31.2	2.13	0.029
$t\bar{t}$	1990	757	101	7.41	0.097
Jets	2640	832	93.6	7.68	0.084
Photon et jets	2850	639	71.4	5.67	0.063
$W^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$	1150	447	57.0	4.09	0.050
$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$	1030	438	55.1	4.13	0.047

Tableau 5.2: Temps CPU moyens de simulation dans les configurations Full simulation : Geant4 et Geant4 + FCL, ATLFAST II, ATLFAST IIF et ATLFAST pour différents échantillons d'événements [112]. L'ensemble de ces temps est moyenné sur 250 événements. Les processus durs présentés dans ce tableau ont été simulés à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Ces chiffres sont à prendre comme ordres de grandeurs.

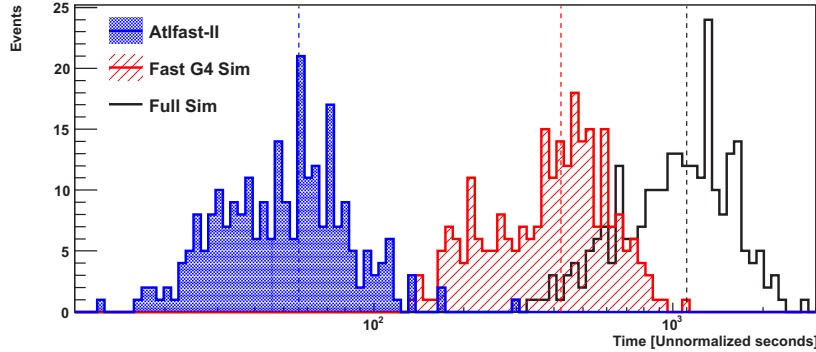


FIGURE 5.5: Distributions du temps CPU de simulation de 250 événements $t\bar{t}$ dans les configuration Full Simulation Geant4 et Geant4+FCL (noté Fast G4 Sim sur le graphique), ATLFAST-II [112]. Les lignes pointillées verticale représente les valeurs moyennes de chaque districbution.

5.1.3 Vers une simulation plus rapide et modulable du détecteur ATLAS

Afin de répondre aux enjeux avenir de la production d'événements dans ATLAS, un nouvel environnement de simulation, ISF pour *Integrated Simulation Framework* [113], intégrant la plupart des outils de simulation du détecteur (Geant4, Fatras, FastCaloSim), est développé par la collaboration. Cet outil permettra de combiner diverses simulations, rapide ou non, au sein d'un même événement afin de décrire l'interaction des particules avec le détecteur en fonction des besoins de l'analyse. Les simulations plus précises pourront être choisies pour les particules d'intérêts, caractéristiques du signal recherché, tandis que des simulations rapides pourront être utilisées pour le reste de l'événement. La flexibilité de cet outil permet les meilleurs compromis possibles entre vitesse et précision de la

simulation du détecteur et même des reconstructions partielles d'événements. En plus d'un gain en vitesse de calcul, une réduction significative de la taille des fichiers de sortie est attendue, due à la réduction de nombre de dépôts d'énergie dans les parties sensibles du détecteur. La figure 5.6 présente un exemple de configuration de l'environnement de simulation intégré ISF où les électrons et muons sont les particules devant être simulées avec la plus grande précision grâce à la simulation Geant4. Afin de contrôler la bonne modélisation de l'isolation des électrons, l'ensemble des particules à proximité sont également simulées grâce à Geant4. En revanche, des simulations rapides sont utilisées pour simuler les particules restantes.

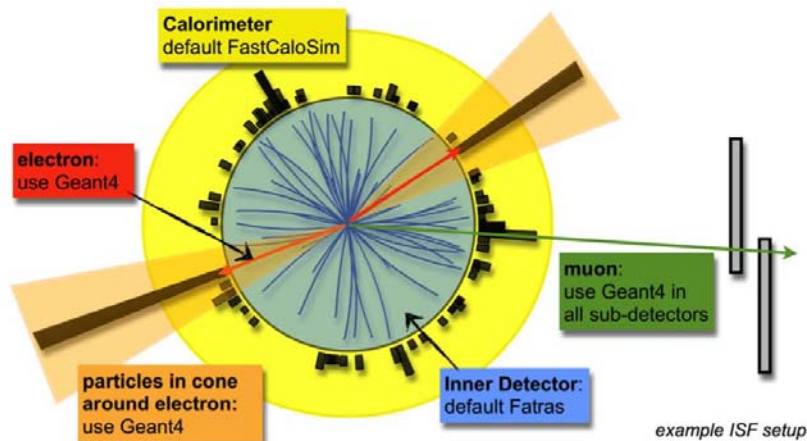


FIGURE 5.6: Exemple de configuration de l'environnement de simulation intégré ISF.

La flexibilité des outils de simulation n'est possible que grâce à l'architecture logicielle d'ISF, illustrée figure 5.7. Complètement intégré à l'environnement logiciel d'ATLAS, le noyau de simulation d'ISF permet de distribuer les différentes particules de la boucle de simulation dans les différents simulateurs via des classes C++ dédiées. En retour, ces simulateurs renvoient des particules secondaires dans ISF via le *Particle Broker*, responsable du choix de simulateur pour chaque nouvelle particule en utilisant des chaînes de *Simulation Selectors* qui indiquent au *Particle Broker* quel simulateur doit être utilisé pour cette particule. Chaque *Simulation Selector* est associé à un seul simulateur et chaque sous-détecteur à une chaîne dédiée de *Simulation Selector*, permettant ainsi un choix spécifique de simulateur pour chaque particule collectionnée dans ISF.

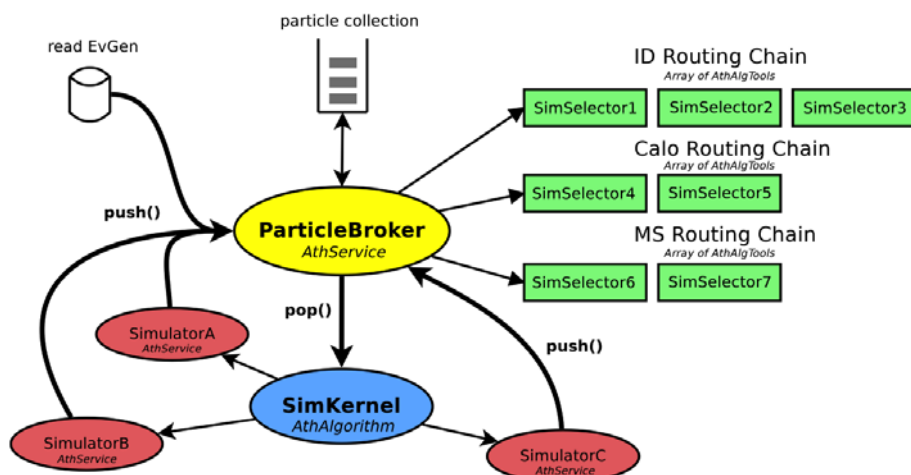


FIGURE 5.7: Schéma de l'architecture logicielle de l'environnement de simulation intégré ISF.

L'intégration des différentes simulations du détecteur au sein d'ISF, représente un effort considérable pour l'harmonisation de codes sources ainsi que l'amélioration de différentes limitations inhérentes à chaque simulation. Ainsi, chaque simulation bénéficie d'un groupe de travail dédié au sein de la collaboration. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les développements réalisés au cours de cette thèse sur la simulation rapide du système de calorimétrie FastCaloSim décrit dans la section suivante.

5.2 Les concepts fondamentaux de FastCaloSim

La simulation de la propagation et des interactions de l'ensemble de particules à l'origine du développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans le système de calorimétrie représente la majeure partie du temps de calcul utilisé par les simulation détaillées. FastCaloSim [114] [130] fut imaginé pour fournir une simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS. Un gain en temps de calcul passe par un certain nombre de simplifications conceptuelles du modèle de simulation entraînant nécessairement des différences avec la simulation détaillée. Cependant ces simplifications ne doivent pas conduire à d'importantes différences au niveau de l'analyse. Cette section se propose de présenter les simplifications, ainsi que le modèle de simulation de FastCaloSim avant de discuter de ses limitations et des nouveaux développements apportés.

5.2.1 Les simplifications

Tout d'abord, FastCaloSim ne s'attache qu'à simuler le comportement moyen du développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Les gerbes seront décrites à partir de deux paramétrisations distinctes, comme schématisé figure 5.8. La première permet de simuler la réponse en énergie totale de la gerbe ainsi que l'énergie déposée dans chaque couche du calorimètre, en paramétrant le développement longitudinale de la gerbe. La deuxième s'intéresse quant à elle à la description de la distribution en énergie dans une couche particulière, et ce, en paramétrant cette fois le développement latéral moyen de la gerbe. L'objectif final étant d'être capable de modéliser les dépôts d'énergie bruts utilisés ensuite par les algorithmes de reconstruction et d'identification.

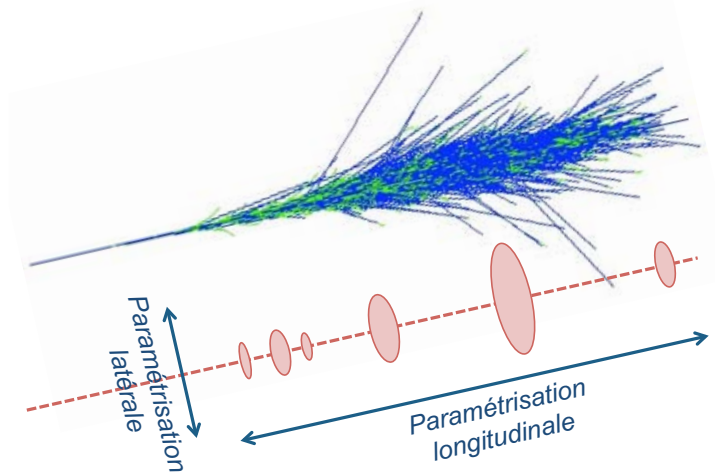


FIGURE 5.8: Illustration de la paramétrisation des gerbes dans FastCaloSim. Les disques rouges représentent la forme moyennée des dépôts d'énergie dans le plan transverse de la gerbe au niveau d'une couche de calorimètre, symbolisant la paramétrisation latérale. La succession de ces disques traduit la prise en compte des dépôts d'énergie tout au long du développement longitudinal de la gerbe, symbolisant la paramétrisation longitudinale.

Seuls trois types de particules sont considérés dans la paramétrisation : photons, électrons et pions chargés. Une paramétrisation dédiée pour les photons et les électrons assure une bonne description de la réponse en énergie de l'ensemble des gerbes électromagnétiques. La paramétrisation utilisant des pions chargés est quant à elle utilisée pour tous les hadrons chargés ou neutres. Ceci se justifie par le fait que la majeure partie de l'activité hadronique dans les événements de QCD est dominée par des pions chargés.

Enfin, la simulation utilise une géométrie de reconstruction simplifiée du système de calorimétrie où chaque cellule calorimétrique est représentée par un parallélépipède rectangle dans l'espace (η , ϕ , profondeur du calorimètre). Ceci représente une hypothèse correcte pour les cellules des régions homogènes du calorimètre électromagnétique mais seulement une approximation pour cellules des calorimètres hadroniques. La figure 5.9 représente la projection de cette géométrie dans le plan (R - z). Elle illustre également la nomenclature des 24 couches constituant le système de calorimétrie que nous utiliserons par la suite.

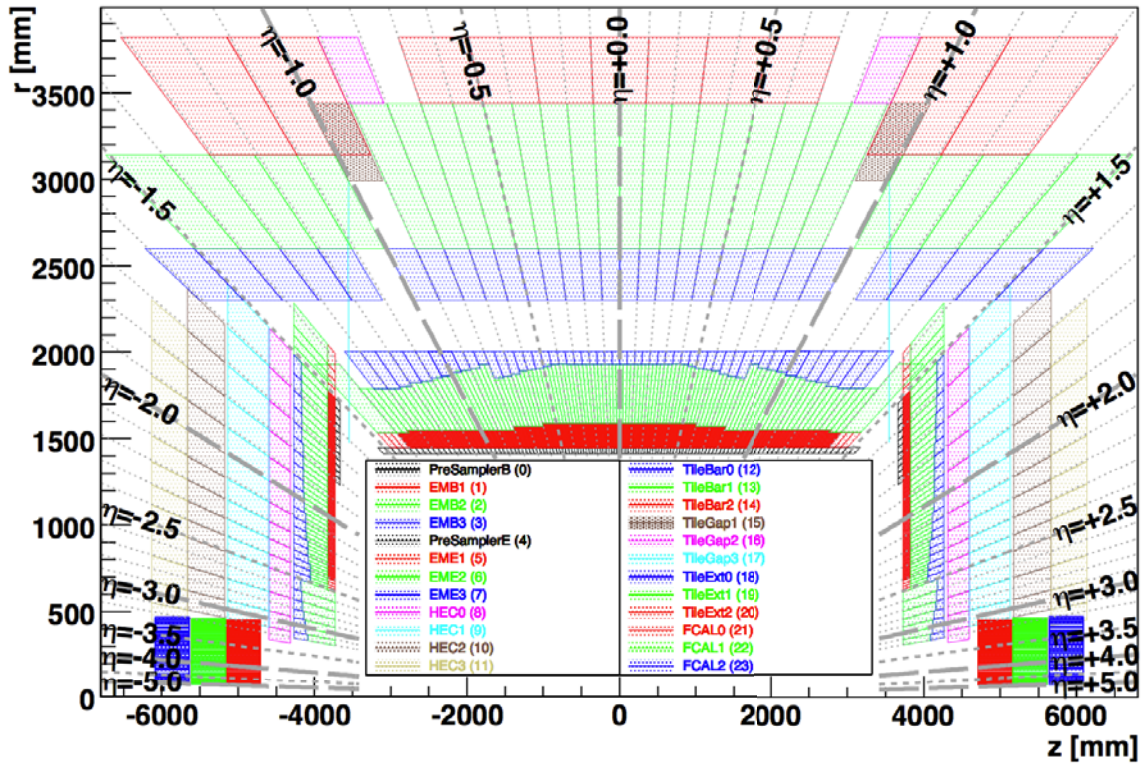


FIGURE 5.9: Schéma de la géométrie simplifiée de reconstruction du système de calorimétrie utilisée dans FASTCALOSIM dans le plan (R - z) [130]. La légende inclut la nomenclature des différentes couches de calorimètre utilisées dans ce chapitre. L'axe des ordonnées représente la distance radiale r en mm par rapport au tube de faisceau. L'axe des abscisses représente quant à lui la distance z en mm par rapport au point d'interaction primaire, le long du tube de faisceau.

5.2.2 Le modèle de paramétrisation des dépôts d'énergie

La paramétrisation de FastCaloSim fut dérivée à partir de la simulation détaillée du détecteur ATLAS. Des événements à particule unique (photons, électrons et pions chargés) ont été simulés³ avec Geant4, dans une gamme d'énergie allant de 50 MeV à 1 TeV, et ce, dans toute l'acceptance en pseudo-rapacité du détecteur $|\eta| < 4.9$. Ces intervalles en énergie et en pseudo-rapacité sont divisés respectivement en 16 et 100 bins. Dans chaque bin une paramétrisation spécifique est réalisée, et ce pour chacun des trois types de particules considérés. Décrivons maintenant brièvement les principes de ces paramétrisations et les procédures de simulation qui en découlent.

Paramétrisation longitudinale

L'énergie totale déposée et le développement longitudinal de la gerbe sont paramétrés en fonction la distance des dépôts d'énergie depuis la surface interne du calorimètre. Cette distance que l'on qualifiera de profondeur longitudinale de la gerbe est segmentée en une dizaine de bins de statistique identique. Afin de préserver les corrélations entre l'énergie totale, les fractions d'énergie déposées dans chaque couche du calorimètre et cette profondeur longitudinale, des histogrammes à deux dimensions (énergie totale vs. profondeur longitudinale et fraction d'énergie déposée vs. profondeur longitudinale) sont générés à partir des échantillons d'événements Geant4. S'ajoutant à cela, les corrélations entre les fractions d'énergie déposées dans les différentes couches de calorimètre sont également préservées, en stockant une matrice de corrélations⁴. À chaque profil de gerbe correspondra un jeu d'histogrammes à deux dimensions et une matrice de corrélation. Pour toute la paramétrisation $16 \times 100 \times 3$ jeux d'histogrammes et matrices de corrélation sont ainsi générés et stockés dans des bibliothèques.

Dans la phase de simulation, un profil longitudinal de gerbe est associée à une particule simulée, en fonction de son énergie et de sa position en pseudo-rapacité à la surface du calorimètre. L'énergie totale et la profondeur longitudinale de la gerbe sont reconstruit grâce à des tirages aléatoires à partir des histogrammes à deux dimensions discutés ci-dessus. Les fractions d'énergie déposées dans chaque couche du calorimètre sont déterminées à partir de tirage aléatoires gaussiens corrélés créés à partir des matrices de corrélations. Ces nombres aléatoires gaussiens sont finalement dérivés par détransformation en fraction d'énergie. Comme seules les corrélations linéaires sont préservées, la somme des fractions d'énergie déposées n'est généralement pas égale à 1. Par conséquent, les fractions d'énergie sont corrigées de sorte que leur somme soit égale à 1, préservant ainsi l'énergie totale déposée. L'amplitude de ces corrections varie en fonction du type de particules considérée pouvant aller de 1 à 2% pour des photons ou des électrons, jusqu'à 20% pour des pions [130]. À ce niveau, le développement longitudinal de la gerbe est complètement déterminé et l'énergie totale ainsi que les fractions d'énergie déposées sont fixées.

Paramétrisation latérale

La paramétrisation latérale est fondée sur l'hypothèse que les distributions d'énergie perpendiculaires à la direction de la particule incidente sont radialement symétriques. Ce qui correspond à une hypothèse relativement bonne si l'effet du champ magnétique est faible, si le calorimètre est homogène dans la direction perpendiculaire à la direction de vol de la particule et si les couches de calorimètre sont bien perpendiculaires à cette direction. Un profil latéral de gerbe est déterminé dans chaque couche de calorimètre, à l'exception du FCAL, en ajustant une fonction polynomiale d'ordre trois

3. À la différence des photons et des pions générés à partir du point d'interaction primaire, les électrons furent directement simulés à l'entrée du calorimètre électromagnétique afin d'éviter d'éventuels rayonnements de freinage dans le détecteur interne.

4. Ces matrices de corrélation sont obtenues à partir des distributions de fraction d'énergie déposées ayant préalablement subi une transformation gaussienne

à partir d'histogrammes à deux dimensions des dépôts d'énergie simulés par Géant4 dans un plan $(\delta\eta, \delta\phi)$ où $\delta\eta$ et $\delta\phi$ représentent respectivement les variations en pseudo-rapacité et en azimuth des dépôts d'énergie par rapport à la direction de la trace extrapolée⁵ à l'entrée de la couche du calorimètre. Des asymétries dans la forme des gerbes pouvant néanmoins apparaître par exemple pour des particules entrant dans le calorimètre avec un grand angle d'incidence ou encore être causées par la géométrie en accordéon du calorimètre électromagnétique. Ces dernières sont prises en compte lors de l'ajustement de la fonction de profil.

La procédure de simulation se déroule de la façon suivante. Une paramétrisation est choisie en fonction du type de particules considérée. La trajectoire de la particule est alors extrapolée sur l'axe longitudinal des couches du calorimètre. En fonction de la couche de calorimètre, l'énergie de la particule, la position extrapolée en η et la profondeur de la gerbe, un profil latéral de gerbe lui est associé. L'énergie des cellules calorimétriques est alors déterminée par l'intégrale de la fonction de profil sur toute la surface de la cellule. Les effets de résolution des différents calorimètres sont également pris en compte. Enfin, l'énergie totale des cellules dans chaque couche de calorimètre est normalisée à l'énergie totale calculée à partir de la paramétrisation longitudinale de la gerbe.

5.2.3 Limites conceptuelles et futures améliorations

Pour de nombreuses observables physiques, FastCaloSim est capable de reproduire convenablement la simulation détaillée. Les performances de FastCaloSim ont été largement testées au travers de comparaisons avec la simulation détaillée [114]. Malgré les simplifications apportées au modèle de simulation, seul un maximum de 5% de différence avec la simulation détaillée est observé après reconstruction sur l'ensemble des observables testées. La paramétrisation utilisée dans FastCaloSim est bien adaptée aux photons et aux électrons mais cependant, n'est pas complètement idéale pour les hadrons. En effet, la nature des interactions créées dans les gerbes hadroniques entraîne de grandes fluctuations dans les distributions longitudinales et latérales de l'énergie déposée. Le traitement moyen de la paramétrisation latérale ne peut pas rendre compte des fluctuations des dépôts d'énergie dans le plan transverse de la gerbe. Ainsi, seules les fluctuations longitudinales sont capables d'être décrites convenablement par FastCaloSim. Le profil latéral des gerbes hadroniques n'est donc pas pour l'instant convenablement reproduit.

D'autre part, dans les analyses de physique recherchant des processus multijets à haute énergie, les états finals sont soumis à de forts boosts de Lorentz ayant tendance à réduire l'angle entre les différents jets pour n'en former qu'un seul. C'est par exemple le cas des désintégrations hadroniques de quark top à haute énergie. Ainsi, l'étude de la sous-structure de ces jets boostés revêt un intérêt tout particulier pour l'identification de ces topologies d'événements [131]. Comme cette sous-structure des jets est intrinsèquement liée aux dépôts d'énergie dans le plan transverse à l'axe du jet, et donc aux profils latéraux des gerbes hadroniques, elle n'est donc pas convenablement reproduite par FastCaloSim. La figure 5.10 illustre cette insuffisance en présentant une comparaison entre les simulations ATLASFAST-II et Geant4 pour trois exemples de variables de sous-structure des jets : le *Planar flow* qui caractérise la propagation des radiations du jet dans le plan transverse à l'axe du jet, la *n-subjetiness* τ_n qui évalue la compatibilité de la structure du jet avec n sous-structure et enfin les *k_T splitting scales* $\sqrt{d_{ij}}$ qui définissent les distances entre deux proto-jets en déconstruisant le jet original afin d'identifier ses sous-structures.

5. L'extrapolation de la trace de la particule vraie vers le calorimètre et dans du calorimètre prend en compte les effets du champ magnétique environnant

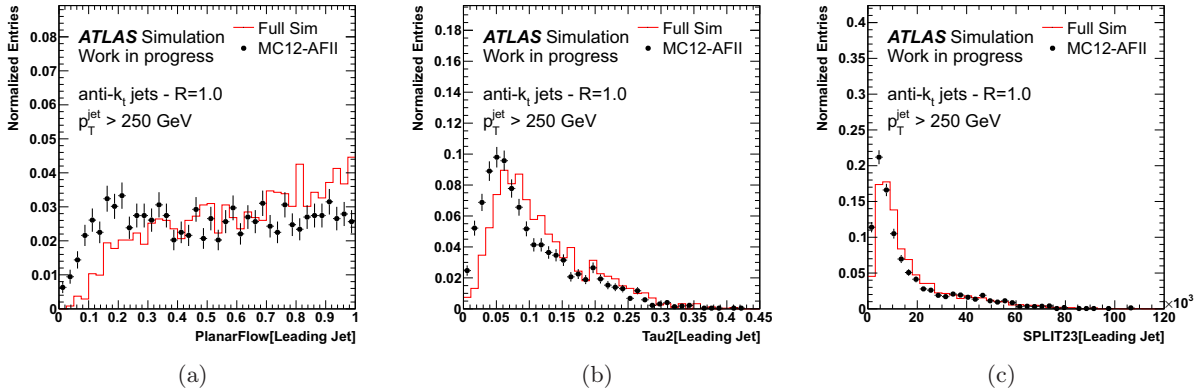


FIGURE 5.10: Comparaison entre les simulations ATLFAST-II et Geant4 pour trois exemple de variable de sous-structure des jets : (a) *Planar flow*, (b) *n-subjetiness* τ_2 et (c) *k_t-splitting scale 2/3*. Ces distributions ont été obtenues à partir d'échantillons d'événements simulés de paires de quark top $t\bar{t}$ en se plaçant dans un régime boosté où l'impulsion transverse du jet d'impulsion la plus élevée est supérieure à 250 GeV.

D'une manière générale, le modèle de simulation doit être revisité. Il est nécessaire de réduire tout d'abord son impact mémoire. L'empreinte mémoire d'une seule paramétrisation, correspondant au stockage des histogrammes et fonction de formes, représente environ 200 MB sur disque. Ce qui représente une quantité conséquente si l'on multiplie cette valeur par le nombre de bins en énergie et en pseudo-rapidité, pour chaque type de particule considéré pour construire la paramétrisation complète. Il est également essentiel d'améliorer la simulation du développement latéral des gerbes en construisant un modèle de fluctuation d'énergie visant créer des amas topologiques réalistes. Le modèle de simulation doit être adapté à une géométrie plus récente en se basant sur de nouveaux échantillons d'événements simulés à partir de la simulation détaillée du détecteur. La paramétrisation doit aussi être étendue à différents saveurs de hadrons et inclure un modèle décrivant les muons. Le tout, en construisant une architecture logicielle rendant les futures reparamétrisations rapides et automatiques, en vue de son intégration dans l'environnement ISF.

Parmi les différents développements nécessaires, le travail réalisé au cours de cette thèse s'est focalisé sur l'élaboration d'un nouveau modèle de simulation de la réponse en énergie au travers la reparamétrisation du développement longitudinal des gerbes calorimétriques. La section suivante présente le principe ainsi qu'une toute première validation de ce modèle.

5.3 Reparamétrisation de la réponse en énergie pour FastCaloSim

Le nouveau modèle de simulation doit répondre aux attentes en matière de précision, d'impact mémoire et d'automatisation. La première étape, sur laquelle s'est focalisé le travail réalisé au cours de cette thèse, était tout d'abord de réfléchir à un modèle alternatif pour la paramétrisation longitudinale des gerbes calorimétriques, permettant une simulation correcte de l'énergie totale déposée par une particule ainsi que des fractions d'énergie déposées dans chaque couche du calorimètre, et ce, en prenant en compte les corrélations existant entre les différentes couches. Le traitement des corrélations constitue l'aspect le plus délicat de la paramétrisation car il détermine la cohérence globale de la réponse en énergie du système de calorimétrie.

De plus, afin d'obtenir la précision la plus fine possible sur la réponse en énergie, des événements ont été générés avec Geant4, incluant la toute dernière description de la géométrie du détecteur. Des algorithmes dédiés ont été développés au sein d'ATHENA afin de lire les informations Geant4 générées pour l'ensemble des sous-détecteurs et de stocker dans des fichiers les informations utiles à la paramétrisation : position, temps, échantillonnage de l'énergie dans les différentes couches du calorimètre, etc.

On précisera enfin que l'ensemble des études présentées dans ce chapitre ont été réalisées à partir d'un échantillon d'événements simulés de pions chargés uniques d'énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$. L'utilisation de pions présente l'avantage de prendre en compte des dépôts d'énergie dans l'ensemble du calorimètre et d'être les particules dominantes au sein des jets hadroniques. Les sections suivantes détaillent la procédure de paramétrisation ainsi qu'une première validation de du modèle de simulation envisagée.

5.3.1 Décorrélation linéaire et décomposition en composantes principales

Nous partons de l'idée que l'ensemble des informations nécessaires à la paramétrisation peut être décrit au travers d'un espace de paramètres constitués des fractions d'énergie déposée dans les différentes couches du calorimètre et de l'énergie totale déposées. Dans l'application tirée de l'échantillon d'événements de pions, nous compterons huit paramètres : les fractions d'énergie déposées dans les couches PreSamplerB, EMB1, EMB2, EMB3, TileBar0, TileBar1, TileBar2 et l'énergie totale déposée. Seules les couches de calorimètre pour lesquelles la fraction d'énergie déposée moyenne est supérieur à 0.1% ont été sélectionnées pour cet exemple. La figure 5.11 illustre les distributions de ces paramètres.

L'utilisation de méthodes de décorrélation linéaire offre une approche élégante pour encoder l'ensemble des corrélations existant dans un espace de paramètres. Décrivons donc nos paramètres de façon générale comme un vecteur de p variables aléatoires $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_p)$. Les corrélations entre ces différentes variables aléatoires sont décrites par une matrice de covariance V_{ij} telle que :

$$V_{ij} = \text{cov}[x_i, x_j] = E[(x_i - E(x_i))(x_j - E(x_j))]. \quad (5.1)$$

S'affranchir des corrélations existant dans l'espace décrit par les variables $\{x_p\}$, revient à trouver une transformation réalisant une rotation de cet espace de paramètres vers un espace de paramètres décorrélé décrit par un vecteur de variables aléatoires $\mathbf{y} = (y_1, y_2, \dots, y_p)$ pour lequel la matrice de covariance $U_{ij} = \text{cov}[y_i, y_j]$ est diagonale. Pour cela, on considère une transformation linéaire A de telle sorte que :

$$y_i = \sum_{j=1}^p A_{ij} x_j. \quad (5.2)$$

Considérant cette transformation, la matrice de covariance des variables y_p s'écrira :

$$U_{ij} = \text{cov}[y_i, y_j] = \text{cov} \left[\sum_{k=1}^p A_{ik} x_k, \sum_{l=1}^p A_{jl} x_l \right], \quad (5.3)$$

$$= \sum_{k,l=1}^p A_{ik} A_{jl} \text{cov}[x_k, x_l], \quad (5.4)$$

$$= \sum_{k,l=1}^p A_{ik} V_{kl} A_{lj}^T. \quad (5.5)$$

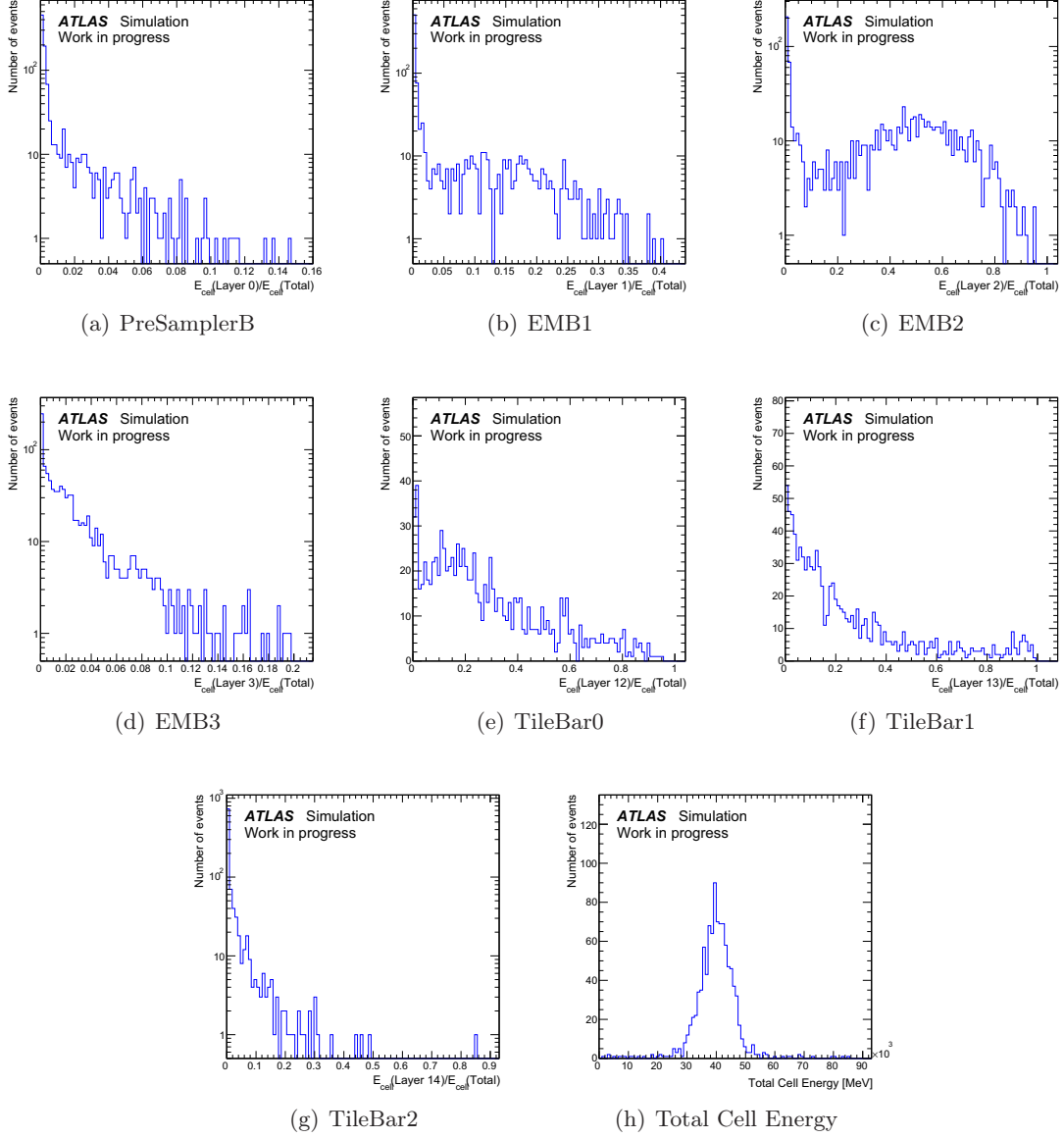


FIGURE 5.11: Distributions des variables considérées pour la paramétrisation à partir d'un échantillon d'événements simulés de pions uniques d'énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$. On compte les fractions d'énergie déposée pour les couche PreSamplerB (a), EMB1 (b), EMB2 (c), EMB3 (d), TileBar0 (e), TileBar1 (f), TileBar2 (g) et l'énergie totale déposée (h). Seules les couches de calorimètre pour lesquelles la fraction d'énergie déposée moyenne est supérieur à 0.1% ont été sélectionnées.

Finalement, trouver une transformation A telle que $U = AVA^T$ soit diagonale revient à diagonaliser la matrice de covariance V en résolvant le système d'équations linéaires suivant :

$$V\mathbf{e}^i = \lambda_i\mathbf{e}^i \quad \text{avec } i \in \{1, \dots, p\}, \quad (5.6)$$

où les vecteurs \mathbf{e}^i et les coefficients λ_i correspondent respectivement aux vecteurs et valeurs propres de la matrice de covariance V . La matrice de covariance étant définie positive et symétrique, les vecteurs propres sont orthogonaux entre eux ($\mathbf{e}^i \cdot \mathbf{e}^j = \delta_{ij}$). Les p lignes de la matrice de transformation A seront données par les p vecteurs propres \mathbf{e}^i telles que $A_{ij} = e_j^i$ et $A_{ij}^T = e_i^j$:

$$A = (e^1 \ e^2 \ \dots \ e^p) = \begin{pmatrix} e_1^1 & e_2^1 & \dots & e_p^1 \\ e_1^2 & e_2^2 & \dots & e_p^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ e_1^p & e_2^p & \dots & e_p^p \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

Les variances respectives des p variables transformées y_p sont données par les valeurs propres λ_i de la matrice de covariance V de l'espace des paramètres de départ.

Une fois la décorrélation linéaire réalisée, il peut être judicieux de réorganiser la structure de la matrice de transformation A de telle sorte que les vecteurs \mathbf{e}^i soient classés par ordre de valeur propre λ_i décroissant. Cette procédure est à la base des analyse en composante principale (PCA pour *Principal Component Analysis*). Ainsi dans les coordonnées transformées de l'espace de paramètres, la plus grande variance des projections viendra se placer suivant la première coordonnée que l'on appellera par la suite la première composante principale (PC pour *principal component*). La deuxième plus grande variance est associée à la deuxième coordonnée, et ainsi de suite. Cette décomposition en composante principale peut se révéler très utile pour réduire la dimensionnalité des problèmes à traiter en écartant les directions de l'espace des paramètres où la variance n'est pas significative.

5.3.2 Pré-traitement des données

Afin d'améliorer la décorrélation linéaire, les variables d'entrées subissent au préalable une transformation gaussienne. Cette transformation se déroule en deux étapes. La première consiste à calculer la distribution cumulative de la variable en question à partir de sa fonction de densité de probabilité f_k , donnée par l'équation (5.8). La fonction f_k est obtenue à partir de la distribution physique de la variable où son intégrale a été normalisée à l'unité préalablement.

$$y_k = \int_{-\infty}^{x_k} f_k(x_k) dx_k, \quad \forall k \in \{\text{variables}\}. \quad (5.8)$$

La figure 5.12 illustre la transformation uniforme de la distribution de la fraction d'énergie déposée dans la première couche de la partie tonneau du calorimètre hadronique TileBar0 (12). Une ligne pointillée rouge permet de suivre la transformation d'une fraction d'énergie déposée de 60%. À partir de cette distribution cumulative, une simple bijection permet d'associer à chaque valeur de la variable physique une valeur comprise entre zéro et un et construire ainsi une distribution uniforme.

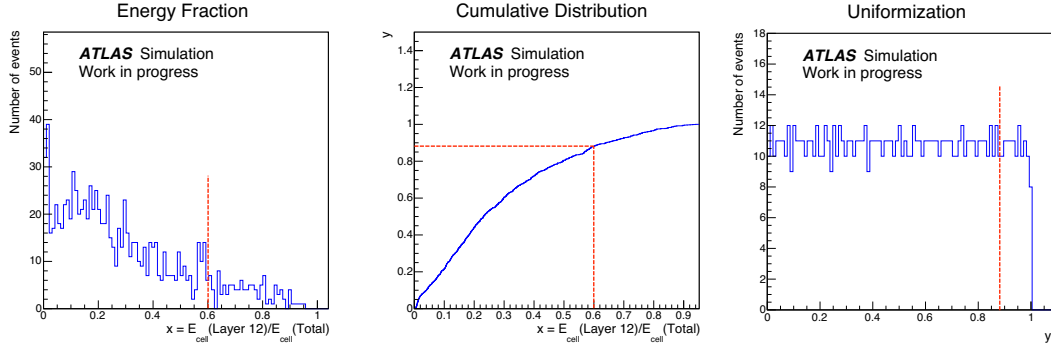


FIGURE 5.12: Illustration de la transformation uniforme de la distribution de la fraction d'énergie déposée dans la première couche de la partie tonneau du calorimètre hadronique TileBar0 (12). La ligne pointillée rouge suit la transformation d'une fraction d'énergie déposée de 60%.

La distribution uniforme est ensuite transformée en distribution gaussienne en utilisant la fonction erreur inverse erf^{-1} donnée par l'équation (5.9) :

$$x'_k = \sqrt{2} \cdot \text{erf}^{-1}(2 \cdot y_k - 1), \forall k \in \{\text{variables}\}, \quad (5.9)$$

$$\text{avec } \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (5.10)$$

La figure 5.13 illustre l'étape gaussianisation de la distribution uniforme obtenue précédemment. L'ensemble des distributions gaussiennes ainsi construites seront utilisées comme variables d'entrées de la PCA.

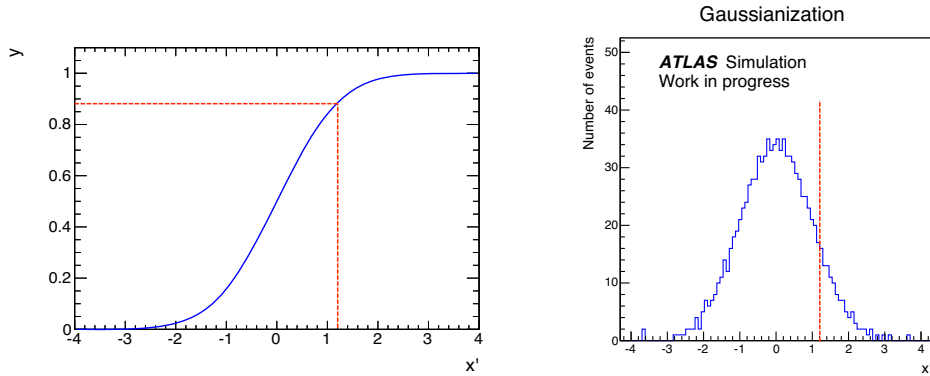
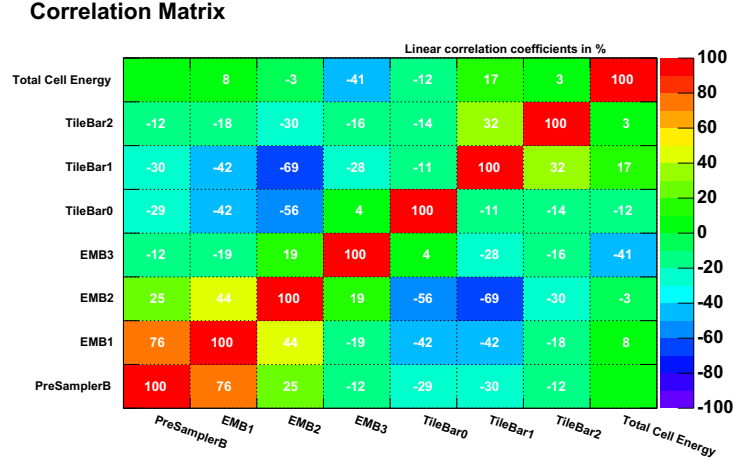


FIGURE 5.13: Illustration de la transformation gaussienne de la distribution uniforme obtenue à partir de la fraction d'énergie déposée dans la première couche de la partie tonneau du calorimètre hadronique TileBar0 (12). La ligne pointillée rouge suit la transformation d'une fraction d'énergie déposée de 60%.

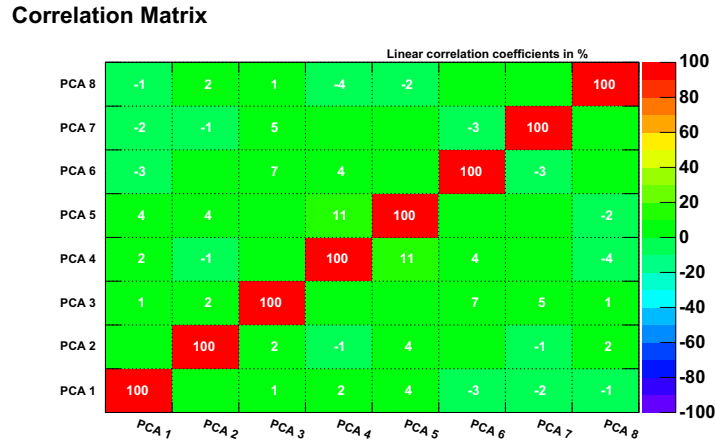
5.3.3 Applications

Appliquons maintenant la méthode de décorrélation linéaire à l'espace des paramètres construit à partir de notre échantillon d'événements de pions, et préalablement transformés par la procédure décrite ci-dessus. La figure 5.15 présente les distributions des huit composantes principales (notées y_i dans la section 5.3.1) ainsi obtenues. Interprétons les résultats obtenus.

Tout d'abord, le comportement généralement gaussien au niveau des composantes principales témoigne, d'un espace de paramètres initial dominé par des corrélations linéaires. En effet, dans un cas idéal où un espace de paramètres gaussiens sont linéairement corrélés, la décorrélation linéaire de ce dernier engendre un espace de paramètres décorrélés qui conservent par construction leur caractère gaussien. On notera toutefois la déformation des distributions de la première et de la cinquième composante principale. Pour se donner une première idée des performances de la décorrélation linéaire, on peut construire les matrices de corrélation entre les différents paramètres, avant et après décorrélation. La figure 5.14 présente ces deux matrices.



(a)



(b)

FIGURE 5.14: Matrices de corrélations linéaires avant (a) et après (b) décorrélation linéaire de l'espace des paramètres construit à partir d'un échantillon d'événements simulés de pions uniques d'énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$. Les cases vides correspondent à un coefficient de corrélation nul.

On observe jusque-là une très bonne décorrélation de l'espace des paramètres. Cependant, la décomposition en composante principale ne permet d'éliminer que les corrélations linéaires. De plus, l'interprétation des coefficients de corrélation se limite par construction à une discussion sur des dépendances linéaires entre deux paramètres.

Compte tenu de la complexité des fluctuations d'énergie, un certain nombre de corrélations non linéaires entre les différentes couches peuvent subsister. Nous avons noté la déformation des distributions de la première et de la cinquième composante principale, comme illustré figure 5.15, probablement le résultat de l'effet de ces corrélations non linéaires, dans l'espace de paramètres initial. Il est alors essentiel d'évaluer leur impact afin de réduire l'introduction d'un biais dans le modèle de simulation. Pour cela, on peut construire les profils de corrélation entre les différentes composantes principales. Certains sont illustrés figure 5.16. En premier lieu, il faut regarder les corrélations entre les premières composantes principales, qui dominent l'espace des paramètres. Des corrélations existantes entre les dernières composantes ont moins d'importance. En dehors des fluctuations liées à la statistique de l'échantillon d'événements utilisés, nous n'observons pas de dépendance non linéaire très importante et notons le comportement globalement constant des profils de corrélation, manifestation de résultat de la décorrélation linéaire. Par la suite ces corrélations non linéaires seront négligées.

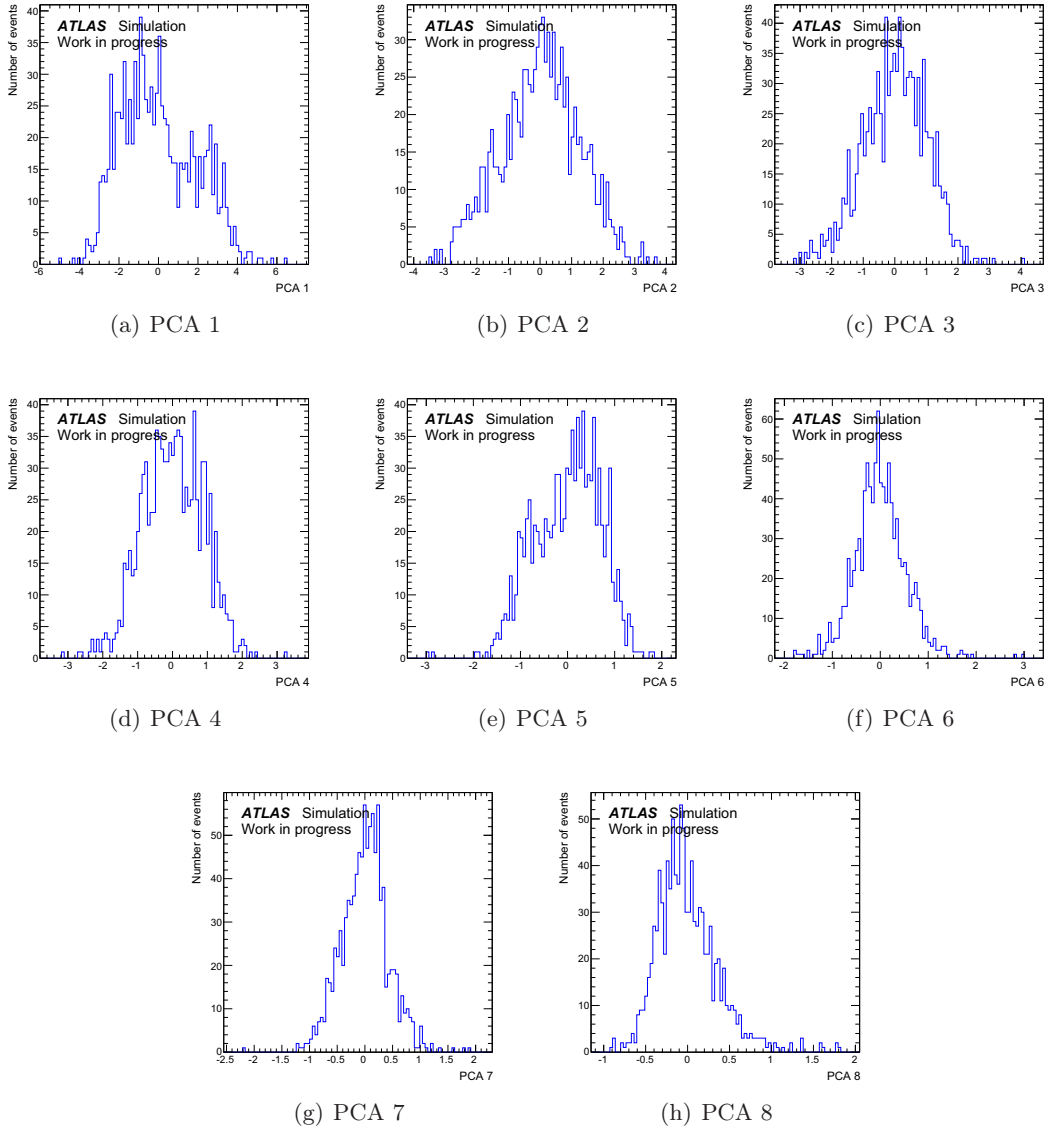


FIGURE 5.15: Distributions des composantes principales obtenues à partir d'un échantillon d'événements simulés de pions uniques d'énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$.

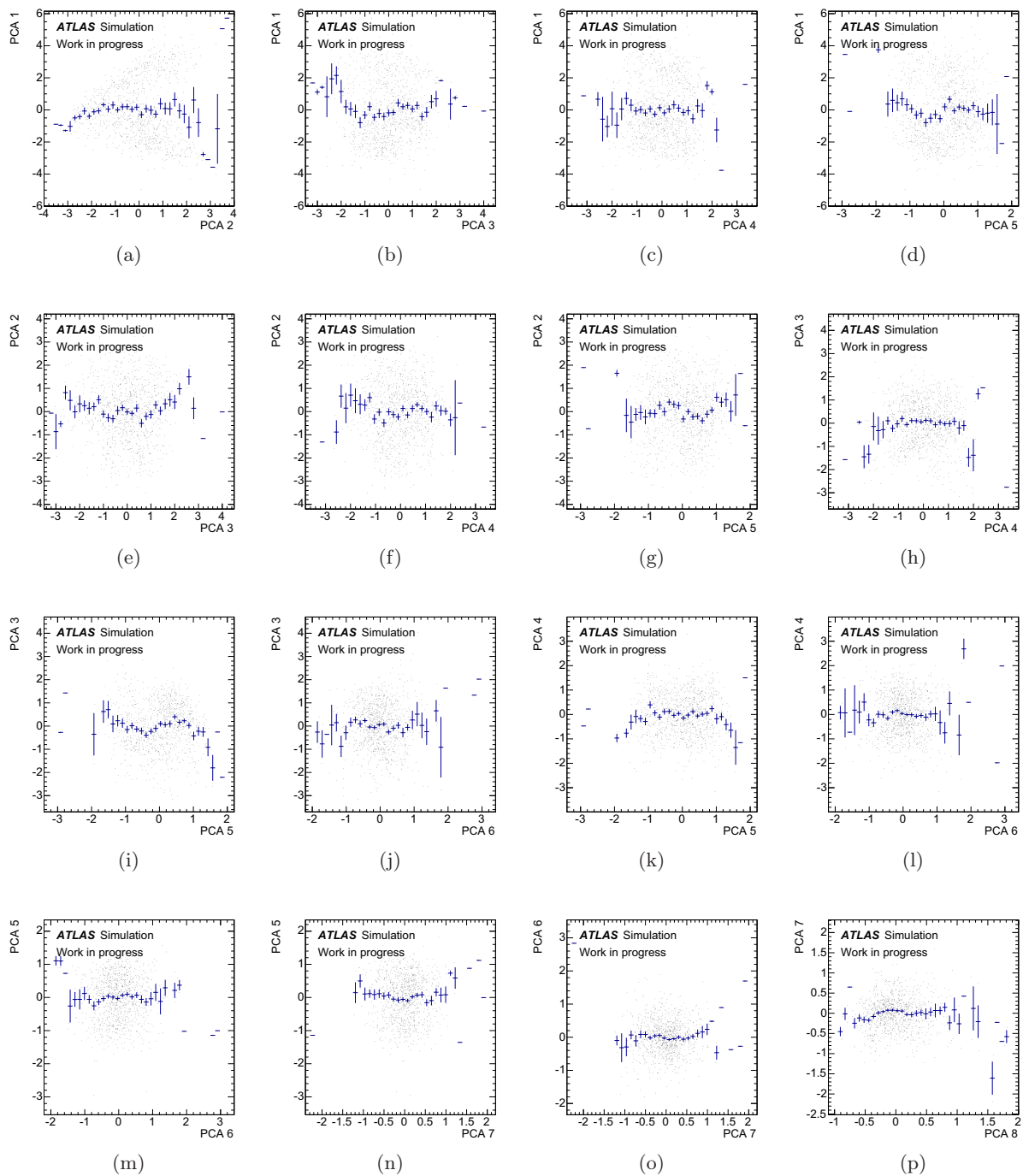


FIGURE 5.16: Profils de corrélation entre différentes composantes principales.

Enfin, il est également intéressant de regarder les valeurs propres obtenues lors de la diagonalisation de la matrice de covariance de l'espace des paramètres initiaux, et associées à chaque composante principale, comme illustré figure 5.17. Nous avons discuté plus haut de l'intérêt des PCA pour la réduction de la dimensionnalité de l'espace de paramètres en écartant les directions de l'espace où la variance n'est pas significative (pour de petites valeurs propres). Dans notre exemple, on observe que seule la première valeur propre se démarque des autres, qui n'ont que peu de différences entre elles. Malgré le fait que les dernières valeurs propres soient petites, il est assez difficile d'isoler un sous-espace dominant dans ce cas figure. Nous considérerons dans la suite l'espace de paramètres de la PCA tout entier. Toutefois, si les conditions le permettent on se laissera la possibilité de travailler avec un espace réduit.

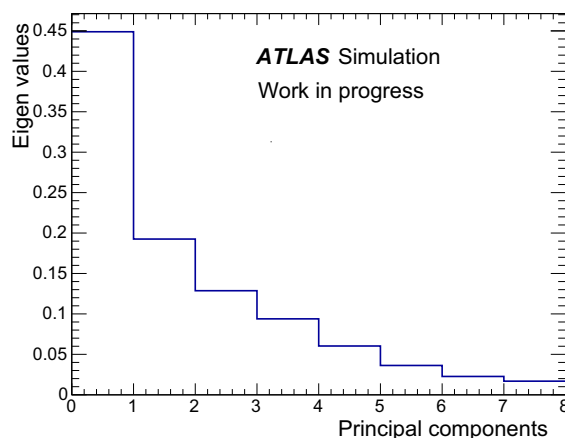


FIGURE 5.17: Valeur propres traduisant la variance associée à chaque composante principale.

5.3.4 Schéma de paramétrisation

On se propose maintenant de construire un schéma de paramétrisation pour la réponse en énergie. Ce dernier, illustré figure 5.19, est constitué d'une succession de transformation des distributions des paramètres physiques discutés jusque-là : énergie totale déposée, et fractions d'énergie déposées dans les différentes couches du calorimètre.

Dans un premier temps les distributions physiques initiales sont transformées en distributions uniformes puis gaussiennes. Ces dernières sont données comme variables d'entrées de la PCA. Enfin les distributions des composantes principales subissent une deuxième uniformisation. Cette dernière transformation étant nécessaire comme point départ du modèle de simulation que nous détaillerons dans la section suivante.

D'un point de vue empreinte mémoire, cette chaîne de transformation se résume au stockage de la matrice de transformation de la PCA nécessaire à la diagonalisation de la matrice de covariance de l'espace des paramètres initiaux, ainsi que des fonctions cumulatives nécessaires aux transformations uniformes réalisées. Pour ces dernières, plusieurs approches ont été envisagées. La méthode retenue, repose sur l'entraînement de régressions multivariées utilisant réseaux de neurones pour transformer les distributions des paramètres physiques vers des distributions uniformes et inversement. L'entraînement de ces algorithmes est réalisé à partir des échantillons d'événements simulés utilisé pour la paramétrisation. Une fois entraînés, ces algorithmes multivariés sont capables de reproduire les distri-

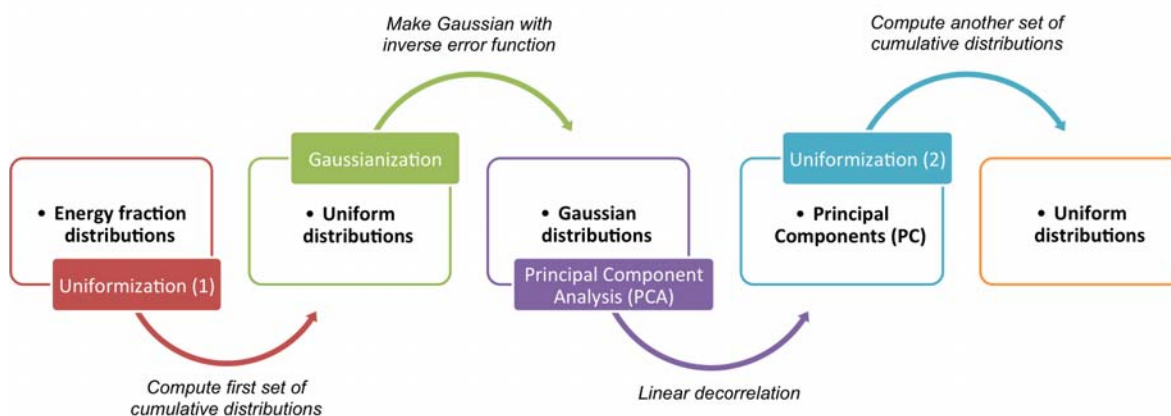


FIGURE 5.18: Schéma de paramétrisation de la réponse en énergie.

butions physiques et uniforme. Ici l’empreinte mémoire se résume au simple stockage des paramètres de l’algorithme. Finalement, plus aucun histogramme n’est stocké, réduisant ainsi considérablement l’empreinte mémoire globale de la paramétrisation à quelques kB.

5.3.5 Modèle de simulation et première validation de la méthode

La dernière étape consiste à mettre en place le modèle de simulation. L’idée est d’être capable, à partir de tirages de variables aléatoires décorrélés, de reconstruire la distribution d’énergie totale ainsi que celles des fractions d’énergie déposées dans chaque couche du calorimètre. Ce modèle de simulation, présenté figure 5.19, repose sur une chaîne de transformation inverse à la chaîne de paramétrisation.

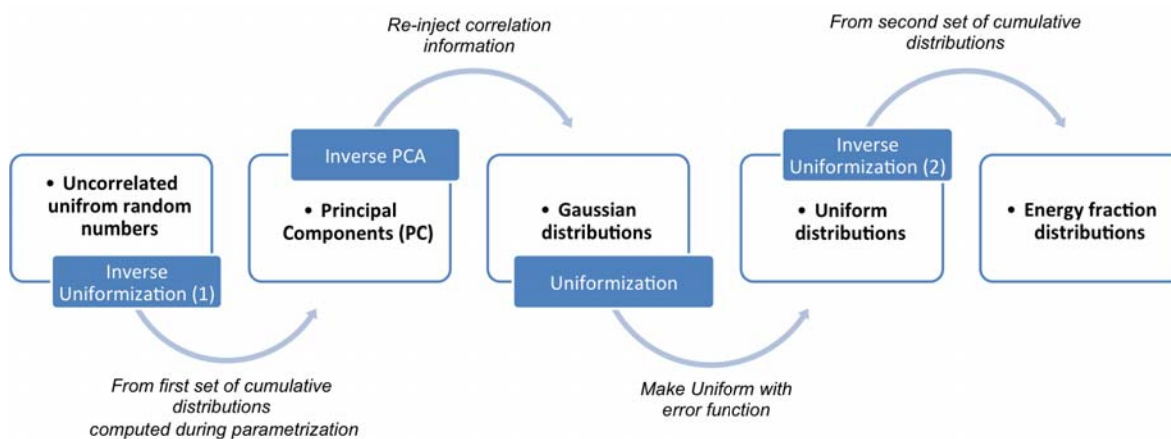


FIGURE 5.19: Schéma de la chaîne de simulation.

La procédure de simulation démarre par des tirages de variables aléatoires uniformes décorrélées. Les distributions ainsi obtenues subissent une transformation uniforme inverse afin d’obtenir les distributions simulées des composantes principales. Ensuite, les informations sur les corrélations existant dans l’espace des paramètres sont réinjectées via la transformation de PCA inverse. À ce stade, les distributions gaussiennes corrélées sont reconstruites. Il suffit enfin d’appliquer la transformation gaussienne initiale inverse pour obtenir les distributions physiques simulées de l’énergie totale déposée ainsi que des fractions d’énergie déposées dans les différentes couches du calorimètre. Les figures 5.20 et 5.21 représentent respectivement les distributions simulées des composantes principales ainsi que

des fractions d'énergie déposées et de l'énergie totale déposée, obtenues à partir de la paramétrisation des dépôts d'énergie de l'échantillon de pions utilisé jusqu'ici.

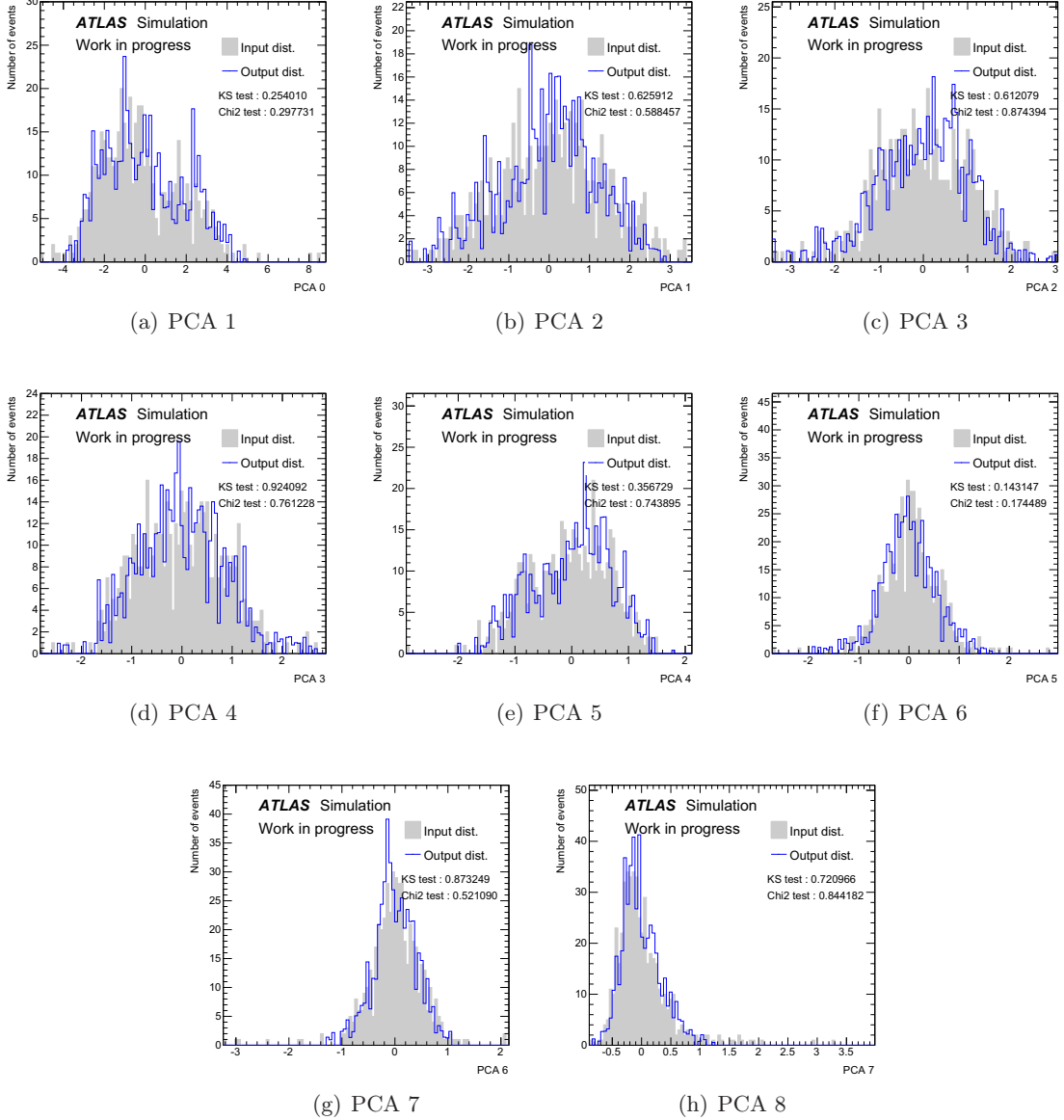


FIGURE 5.20: Comparaison entre distributions simulées (output) et distribution d'initial (input) des composantes principales, obtenues à partir de la paramétrisation des dépôts d'énergie d'un l'échantillon d'événements de pions d'énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$. On précisera enfin que l'échantillon d'événements utilisé pour la paramétrisation et celui de validation sont indépendants.

On observe que l'ensemble des distributions simulées reproduisent bien les distributions initiales. La valeur moyenne de l'énergie totale simulée est compatible avec la valeur initiale à 5.10^{-4} . Il est également intéressant de vérifier le traitement des corrélations dans la procédure de paramétrisation et de simulation. Pour cela on peut tracer la distribution simulée de la somme des fractions d'énergie déposées dans couche du calorimètre et la comparer tout d'abord à une distribution simulée où aucune

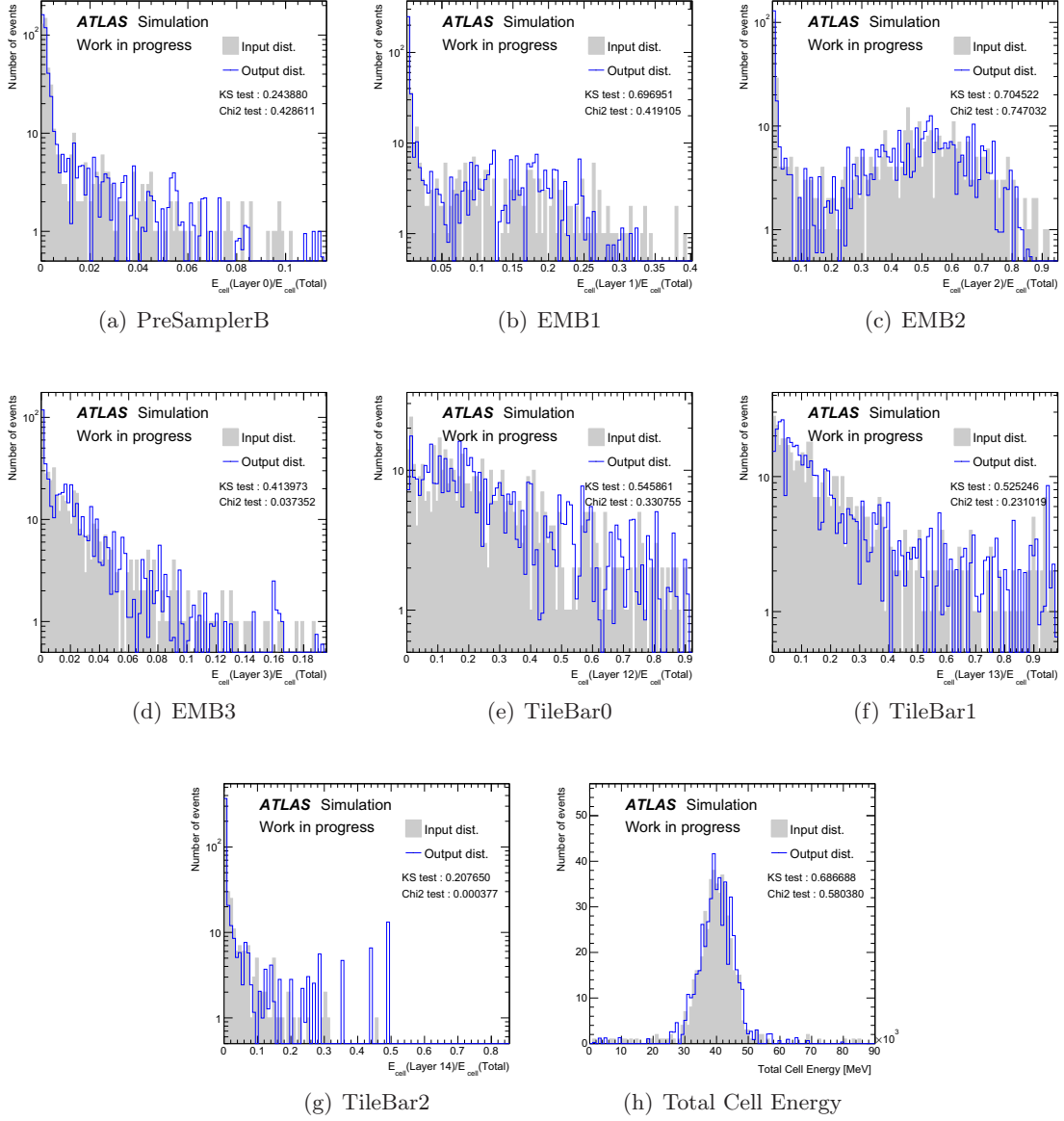


FIGURE 5.21: Comparaison entre distributions simulées (output) et distribution d’initial (input) des fractions d’énergie déposée dans les différentes couches du calorimètre et de l’énergie totale déposée, obtenues à partir de la paramétrisation des dépôts d’énergie de l’échantillon d’événements de pions d’énergie $E = 40$ GeV et de pseudo rapidité $0.20 < \eta < 0.25$. On précisera enfin que l’échantillon d’événements utilisé pour la paramétrisation et celui de validation sont indépendants.

corrélation n'a été prise en compte, comme illustré figure 5.22(a). Cette dernière ayant été obtenue à partir de tirages aléatoires gaussiens décorrélés retransformés en fraction d'énergie. On observe que la prise en compte des corrélations réduit la dispersion intrinsèque de la distribution et améliore la simulation.

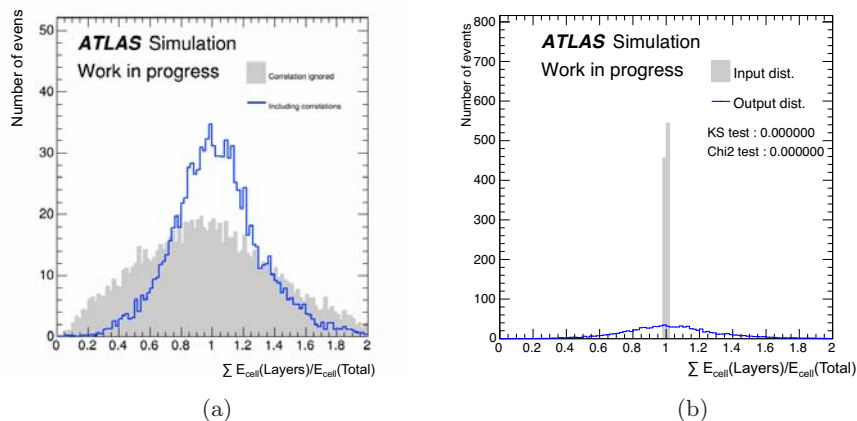


FIGURE 5.22: (a) Distributions simulées de la somme des fractions d'énergie déposée avec et sans corrélation prise en compte. (b) Comparaison entre distributions simulées (output) et distribution d'initial (input) de la somme des fractions d'énergie déposées dans les différentes couches du calorimètre.

Toutefois, si l'on compare notre distribution simulée à la distribution d'origine, comme illustré figure 5.22(b), on observe une dispersion intrinsèque d'environ 28% témoignant ici que certaines corrélations n'ont pas été prises en compte. Ceci peut résulter de la combinaison de plusieurs facteurs. Tout d'abord, seules les corrélations linéaires propres à l'espace des paramètres ont été considérées. Même si les corrélations non-linéaires ne sont pas dominantes, leur contribution n'a pas été prise en compte. Une autre source de dégradation plus importante vient probablement du fait qu'à chaque étape de transformation, comme les uniformisations, de l'information est également perdue altérant le résultat final et faisant que la somme des fractions d'énergie déposée n'est pas égale à 1. On estime que cet effet est réduit pour les électrons et les photons compte tenu de leurs seuls dépôts d'énergie dans les couches du calorimètre électromagnétique. Tout comme dans la version initiale de FastCaloSim, les fractions d'énergie pourront être corrigées de sorte que leur somme soit égale à 1, préservant ainsi l'énergie totale déposée. Toutefois, des investigations sont en cours pour tenter de réduire cet effet. Par exemple, en ajoutant des variables supplémentaires dans l'espaces des paramètres initial afin d'introduire de nouvelles contraintes sur les corrélations existantes et ainsi aider à la décorrélation linéaire sur système.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré l'importance de l'utilisation de la simulation rapide dans un contexte expérimental où la production d'échantillon d'événements simulés de plus en plus grand devient une nécessité pour analyser les données de collisions enregistrées par le détecteur ATLAS. La collaboration ATLAS déploie un important effort pour le développement d'infrastructure de simulation telles qu'ISF pouvant répondre à ces enjeux expérimentaux. Pour leur intégration au sein d'ISF, les différents outils de simulation du détecteur bénéficient de nouveaux développements pour pallier leurs limitations conceptuelles. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les développements réalisés au cours de cette thèse sur la simulation rapide du système de calorimétrie FastCaloSim. Un nouveau modèle de paramétrisation et de simulation rapide de la réponse en énergie fut imaginé. Ce

modèle, toujours en développement, a déjà montré des résultats très encourageant et sera utilisé au sein de FastCaloSim pour le Run II du LHC. Au-delà des investigations en cours sur l'amélioration du traitement des corrélations, une phase de test à grande échelle est programmée où l'on étendra le modèle de paramétrisation à d'autres particules (électrons, photons) et d'autres bins en énergie et pseudo-rapacité. Enfin, de nombreux autres développements ont été réalisés au sein du groupe travail FastCaloSim, dont notamment le développement d'un modèle de fluctuation des dépôts d'énergie pour la paramétrisation latérale des gerbes calorimétriques [132].

Troisième partie

Outils et techniques d'analyse

Chapitre 6

Analyse multivariée par arbre de décision boostés

6.1 Apprentissage supervisé et classification d'événements

La stratégie générale des recherches directes de processus au-delà du Modèle Standard repose sur la recherche, au sein des collisions enregistrées par ATLAS, d'une déviation, souvent un excès d'événements qualifiés de signal, par rapport aux prédictions du Modèle Standard représentant notre bruit de fond. L'étude des propriétés cinématiques de ces deux types d'événements - signal et bruit de fond - permet de dégager des comportements différents, caractéristiques de chacun. Ainsi, la sélection de variables cinématiques ayant un fort pouvoir de discrimination entre signal et bruits de fond devient le point de départ vers la caractérisation ou la classification de ces événements. L'idée est de construire, à partir d'un ensemble de variables discriminantes, un modèle de décision visant à sélectionner au mieux les événements de signal vis-à-vis du bruit de fond. La figure 6.1 illustre différents critères de décision visant à séparer des événements de signal en bleu et de bruit de fond en rouge dans un espace à deux dimensions construit à partir de deux variables cinématiques discriminantes $\{x_1, x_2\}$.

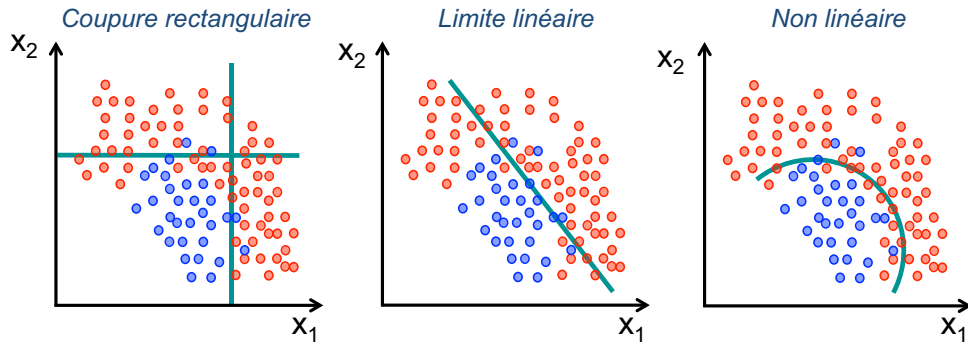


FIGURE 6.1: Illustration de différents critères de décision visant à séparer des événements de signal en bleu et de bruit de fond en rouge dans un espace à deux dimensions construit à partir de deux variables cinématiques discriminantes $\{x_1, x_2\}$.

Une question fondamentale se pose alors : comment définir ce modèle de façon optimale ? Et ce, en considérant des données ayant un grand nombre de caractéristiques et souvent trop complexes pour être décrites par de simples modèles paramétriques. Les techniques d'apprentissage supervisé, aussi appelé *Machine Learning*, se proposent de répondre à cette question grâce à l'entraînement d'algorithmes de classification. Grâce aux informations contenues dans des variables discriminantes, ces algorithmes appliquent des règles de décisions visant à identifier les événements de signal et de bruit de fond à partir de données d'apprentissage issues de simulations Monte-Carlo et pour lesquelles toutes les caractéristiques cinématiques sont connues. Une fois cet apprentissage réalisé, ils pourront être appliqués sur n'importe quel échantillon d'événements, notamment aux données réelles enregistrées par l'expérience.

Dans la pratique, ces algorithmes déterminent une application y permettant de passer d'un espace des phases à D variables discriminantes \mathbb{R}^D dans \mathbb{R} . L'objectif étant de combiner le pouvoir discriminant de ces D variables cinématiques en un super discriminant comme l'illustre la figure ci-dessous.

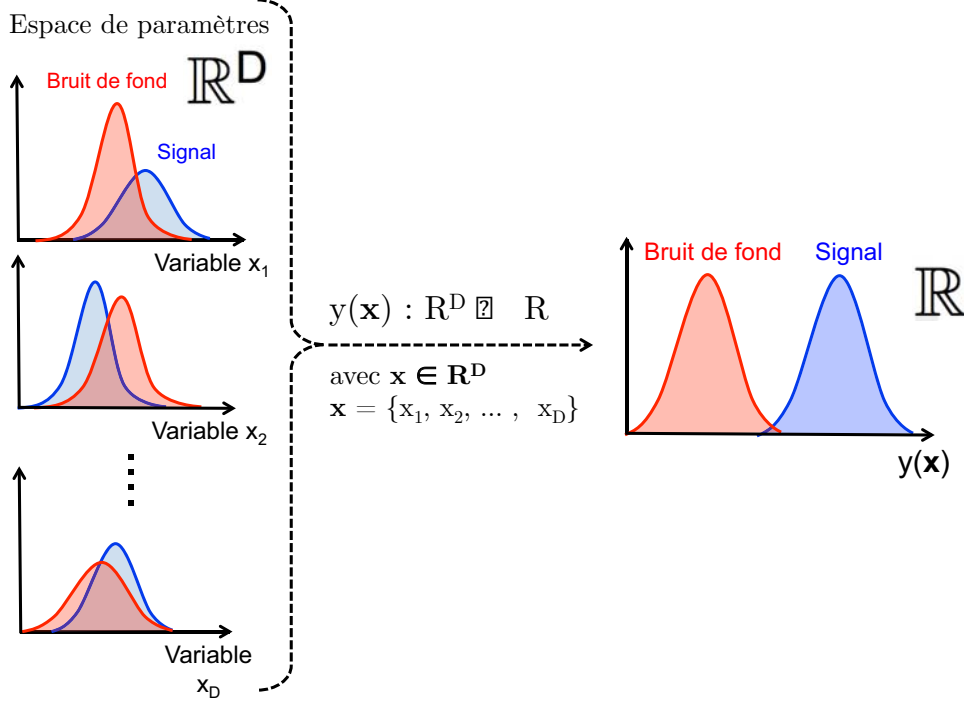


FIGURE 6.2: Illustration de la phase d'entraînement d'un algorithme de classification déterminant une application y de \mathbb{R}^D dans \mathbb{R} permettant de combiner le pouvoir discriminant de D variables cinématiques en un super discriminant.

Cette application est choisie afin d'obtenir le meilleur pouvoir de séparation, encore appelé pouvoir de discrimination, entre le signal et le bruit de fond à partir d'événements connus, mais également afin d'avoir de bonnes propriétés de généralisation en conservant les mêmes performances une fois appliquée sur des événements inconnus. Il existe de nombreuses techniques d'apprentissage supervisé dédiées à la classification d'événements, telles que les arbres de décision, les réseaux de neurones, etc. Dans le cadre de la recherche de résonances $t\bar{b}$, nous nous sommes intéressés aux *arbres de décisions boostés* en raison de leur algorithme relativement intuitif et de leurs très bonnes performances de classification. Les sections suivantes présentent le principe de ces algorithmes et présentent leur application pour la recherche de bosons W' . Plus de détails pourront se trouver dans cette référence [133] ainsi que dans celles indiquées dans la suite de ce chapitre.

6.2 Les arbres de décision

Développés et formalisés par Breiman et al. [134], les arbres de décision sont des techniques d'apprentissage supervisé visant à prédire le groupe d'appartenance d'un individu (pour nous, événement de signal ou de bruit de fond) à partir d'un ensemble de descripteurs (variables discriminantes) en généralisant la notion de coupure rectangulaire. Couramment utilisées en physique des hautes énergies, ces techniques ont tout d'abord été utilisées pour l'extraction de données et la reconnaissance optique de caractère. Elles sont également utilisées en sciences sociales ou pour l'aide au diagnostic médical [135].

6.2.1 Construction d'un arbre de décision

La première étape de la construction d'un arbre de décision consiste à définir la population d'étude, c'est-à-dire l'échantillon d'événements initial qui servira à l'entraînement de l'algorithme. On construira cet échantillon à partir d'événements connus de type signal et bruit de fond, issus de simulation Monte Carlo. Chacun de ces événements, possédant un poids initial ω_i , sera décrit par un vecteur de variables discriminantes \vec{x}_i . On définira la notion de pureté en signal p_s ou simplement la pureté comme $p_s = p = \frac{s}{s+b}$, avec s et b respectivement le nombre total d'événements de signal et de bruit de fond. La pureté en bruit de fond pourra s'écrire comme $p_b = 1 - p$. Généralement, on choisira une proportion égale de signal et de bruit de fond, définissant ainsi un coefficient de pureté associé à cette population d'étude $p = 0.5$.

L'algorithme va ensuite procéder à une succession de coupures séquentielles sur cette population d'étude. À chaque étape, ou nœud, l'algorithme recherche la variable discriminante et la coupure sur cette variable qui permet de séparer au mieux signal et bruit de fond. Il poursuit ainsi de suite jusqu'à atteindre un critère d'arrêt en rapport avec la pureté des sous-échantillons finaux, appelés aussi feuilles de l'arbre. Finalement à chaque feuille sera associé un type de classe : signal ou bruit de fond. Comme résultat, l'algorithme renverra pour chaque événement la valeur ± 1 respectivement si l'événement est tombé dans une feuille de type signal ou bruit de fond. La figure 6.3 illustre le développement d'un arbre de décision à partir d'une population d'étude dans un espace à deux dimensions $\vec{x}_i = \{x_1, x_2\}$.

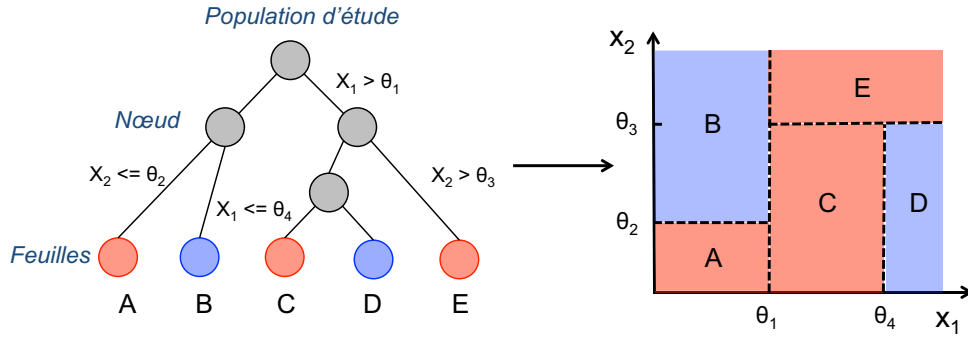


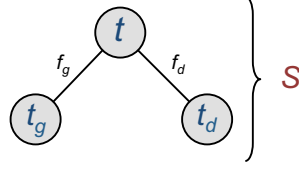
FIGURE 6.3: Illustration de la construction d'un arbre de décision sur une population d'étude dans un espace à deux dimensions $\vec{x}_i = \{x_1, x_2\}$. À chaque nœud, l'algorithme recherche la variable discriminante et la coupure sur cette variable qui permet de séparer au mieux signal et bruit de fond. Chaque feuille terminale est associée à un type de classe : signal (bleu) ou bruit de fond (rouge). Le graphique de droite illustre la segmentation de l'espace des phases associé à cet arbre de décision.

6.2.2 Critères de segmentation

Le cœur de l'algorithme d'un arbre de décision repose sur sa capacité à séparer la population d'étude en sous échantillons de pureté croissante. Il se doit donc d'avoir des critères pertinents pour évaluer à chaque étape la meilleure séparation entre signal et bruit de fond.

Pour mesurer la qualité d'une coupure à un nœud t et le pouvoir discriminant de l'arbre on utilise la notion d'impureté I_t qui caractérise le degré de mélange en signal (s) et bruit de fond (b) du nœud t . On exige que I_t soit maximale pour $s = b$, correspondant au cas où l'on a pas de séparation, et minimale pour un nœud composé exclusivement d'événements de signal ou de bruit de fond. I_t doit être également une fonction de s et b symétrique et concave afin que la diminution d'impureté soit toujours positive ou nulle. On peut construire ainsi un critère de sélection correspondant à la mesure

de la diminution de l'impureté $\Delta I_{S,t}$ pour une segmentation S d'un nœud t en deux nœuds fils t_g et t_d comme illustré ci-dessous.



$$\Delta I_{S,t} = I_t - (f_g \times I_{t_g} + f_d \times I_{t_d}), \quad (6.1)$$

avec f_g et f_d les fractions d'événements du nœud t respectivement dans les nœuds t_g et t_d . Le but étant de trouver la segmentation S^* qui maximise cette diminution de l'impureté :

$$\Delta I_{S^*,t} = \max_{S \in \{\text{seg}\}} \Delta I_{S,t}. \quad (6.2)$$

C'est-à-dire de trouver la plus petite impureté résiduelle qui minimise l'impureté globale de l'arbre et ce, en testant différentes coupures sur chacune des variables discriminantes disponibles. En d'autres termes, l'algorithme choisira la variable discriminante et la coupure associée à cette variable discriminante afin d'obtenir la meilleure séparation entre signal et bruit de fond à chaque segmentation d'un nœud.

Finalement, le découpage du nœud t s'arrêtera si t est pur, si l'impureté I_t est au dessous d'un certain seuil ou encore si sa variation $\Delta I_{S,t}$ est trop faible. On obtiendra ainsi l'arbre dit maximal, noté T_{\max} par la suite.

L'indice de diversité de Gini

Parmi les nombreuses fonctions d'impureté, l'indice de diversité de Gini [136] est l'une des plus utilisée. C'est d'ailleurs cette fonction qui sera utilisé dans notre analyse. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire pour une population d'événements composée de deux types : signal et bruit de fond, l'indice de Gini s'écrira comme :

$$I_{\text{Gini}} = 1 - \sum_{i \in \{s,b\}} p(i|t)^2 = 2p(1-p) = \frac{2sb}{(s+b)^2}, \quad (6.3)$$

avec $p(i|t)$ les proportions du type d'événements i dans le nœud t . L'indice de Gini mesure ainsi la probabilité que deux événements, choisis aléatoirement dans un nœud, appartiennent à deux types différents. Plus le signal et le bruit de fond sont uniformément distribués dans un nœud, plus l'indice de Gini est élevé. Au contraire, plus le nœud est pur, plus son indice de Gini est petit. L'indice de Gini est alors compris entre 0 (nœud pur) et 0.5 (mélange maximal). La figure 6.4 présente la courbe caractéristique de l'évolution de l'indice de Gini en fonction de la pureté en signal.

6.2.3 Traitement des variables discriminantes

Le choix des variables discriminantes utilisées est déterminant dans les performances de l'algorithme de classification. Ainsi, les variables ayant un fort pouvoir de séparation entre signal et bruit de fond apporteront une contribution importante tandis que les variables peu discriminantes seront simplement ignorées. Il est également très important que chacune de ces variables soit bien modélisée dans la simulation Monte Carlo afin de ne pas introduire un biais lors de leur application sur d'autres échantillons. De plus, les arbres de décision présentent l'avantage de ne pas être affectés par la taille de l'espace des phases utilisé et peuvent traiter des variables discrètes comme des variables continues.

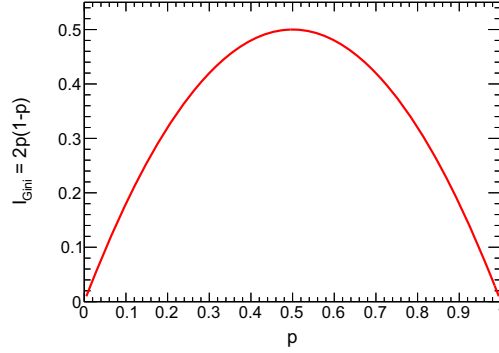


FIGURE 6.4: Courbe caractéristique de l'indice de Gini en fonction de la pureté en signal p .

6.2.4 Instabilités et élagage d'un arbre de décision

Malgré les qualités des arbres de décision présentées ci-dessus, ces derniers restent relativement instables. Si l'on construit un arbre de décision jusqu'à ce que chaque feuille de l'arbre contienne un seul individu, il ne commet aucune erreur de classification sur l'échantillon d'apprentissage, mais il perdra ses capacités de généralisation à d'autres échantillons. On parlera alors de phénomène de surentraînement. Pour remédier à cette difficulté, il est possible par exemple de limiter le nombre minimal d'événements dans les nœuds ou encore de couper les branches de l'arbre non pertinentes.

On parlera dans ce dernier cas de l'élagage d'un arbre de décision grâce à des algorithmes dits de *pruning*. Dans cette approche l'arbre de décision maximal T_{\max} est simplifié en un de ses sous-arbres T' , en supprimant une ou plusieurs de ses branches et en les remplaçant par des feuilles. La figure 6.5 illustre la terminologie introduite ci-dessus.

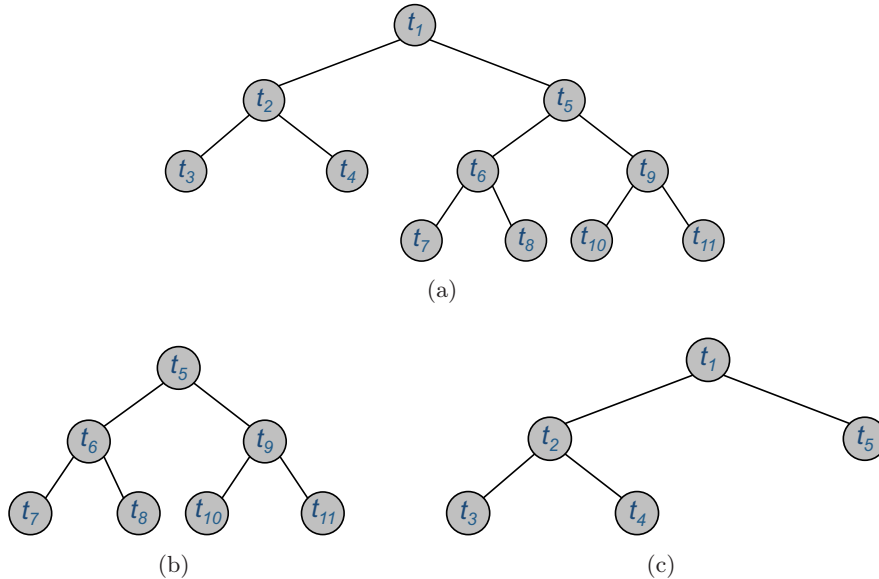


FIGURE 6.5: (a) Un arbre T_{\max} , (b) la branche T_{t_5} de T_{\max} , (c) un sous-arbre élagué $T' = T_{\max} - T_{t_5}$

Considérons un échantillon d'entraînement contenant n_k événements. À chaque événement i de poids ω_i^k est associé un vecteur de variables discriminantes \vec{x}_i et un paramètre de classe $y_i = +1$ pour un événement de signal, -1 pour un événement de bruit de fond. Introduisons une fonction F telle

que $F(X) = 1$ si X est réalisé et $F(X) = 0$ dans le cas contraire. Pour tout résultat d'un arbre de décision $T_k(i)$ dans $\{\pm 1\}$, la fonction g_k caractérisant le fait qu'un événement i ait été mal classé par l'arbre T_k pourra s'écrire :

$$g_k(i) = F(y_i \times T_k(i) \leq 0). \quad (6.4)$$

Le taux d'erreur de classification ϵ_k de l'arbre T_k se définira alors comme :

$$\epsilon_k = \frac{\sum_{i=1}^{N_k} \omega_i^k \times g_k(i)}{\sum_{i=1}^{N_k} \omega_i^k}. \quad (6.5)$$

La démarche générale des algorithmes de *pruning* est de trouver un compromis entre performance de classification, réclamant un taux d'erreur ϵ_k faible observé chez les arbres de grande taille, et de bonnes propriétés de généralisation, observées plutôt chez des arbres de petite taille. Ce compromis est généralement trouvé grâce à l'utilisation de critères traduisant à la fois les performances de classification et le degré de complexité des arbres de décision.

L'algorithme *Cost-complexity*

Favorisant les arbres les plus gros, le taux d'erreur de classification seul ϵ_k n'est pas un bon critère pour évaluer les propriétés de généralisation d'un arbre de décision. Breiman et al. [134] proposèrent d'ajouter à ϵ_k une pénalité liée à la complexité de l'arbre considéré, favorisant ainsi des arbres plus petits. Ils définirent une fonction appelée *Cost complexity metric* C^α :

$$C^\alpha(T_k) = \epsilon_k + \alpha N_{T_k}, \quad (6.6)$$

avec N_{T_k} le nombre de feuilles terminales de l'arbre et un paramètre de complexité $\alpha \geq 0$. Breiman et al. montrèrent que pour toutes valeurs de α il existe un unique arbre minimisant C^α . De plus, malgré le fait que α puisse prendre un ensemble continu de valeurs possible, ils montrèrent qu'il n'existait au plus qu'un nombre fini de sous-arbres de T_{\max} . Ainsi il est possible de construire une suite imbriquée de sous-arbre depuis l'arbre maximal T_{\max} jusqu'à T_L , une simple feuille, en faisant varier α de 0 à l'infini. L'arbre T_{k+1} étant construit par l'élagage de tous les nœuds de l'arbre T_k . Afin de trouver l'arbre optimal, l'algorithme recalcule ensuite le taux d'erreur de classification de chaque arbre sur un deuxième échantillon d'événements, dit de validation. L'arbre minimisant ce taux d'erreur est alors sélectionné.

6.3 Le "boosting"

Généralement, il est difficile de construire un très bon discriminant mais il est relativement facile d'en construire de simples qui malgré un taux d'erreur plus important, restent tout de même meilleurs que de simples choix aléatoires. De tels discriminants sont qualifiés de classificateurs faibles, à l'image des arbres de décision. L'objectif des algorithmes dits de *boosting* [137] [138] est d'arriver à combiner de tels classificateurs en un unique, plus stable, ayant un taux d'erreur plus faible et de meilleures performances. Les algorithmes de *boosting* représentent des techniques générales qui ne se limitent pas aux arbres de décision et peuvent être appliqués à n'importe quel classificateur (réseaux de neurones, etc.).

l'algorithme AdaBoost

Introduit par Freund et Shapire, l'algorithme AdaBoost [139] [140] représente une des plus célèbres implémentations d'algorithme de *boosting*. AdaBoost, pour *Adaptive Boosting*, se réfère à une procédure d'apprentissage s'adaptant elle-même aux données d'entraînement afin d'obtenir une meilleure classification.

Considérons toujours un échantillon d'entraînement \mathbb{N}_k contenant n_k événements. À chaque événement i de poids ω_i^k est associé un vecteur de variables discriminantes \vec{x}_i et un paramètre de classe $y_i = +1$ pour un événement de signal, -1 pour un événement de bruit de fond. Après avoir construit un arbre de décision T_k , l'algorithme de boost vérifie quels événements de l'échantillon \mathbb{N}_k ont été mal classés par l'arbre T_k et définit un taux d'erreur de classification associé ϵ_k . Une fois calculé, ce taux d'erreur pourra être ensuite utilisé pour définir un poids global α_k associé à l'arbre T_k :

$$\alpha_k = \beta \times \ln \frac{1 - \epsilon_k}{\epsilon_k}, \quad (6.7)$$

où β représente le paramètre de *boost* permettant d'ajuster la force de l'algorithme. L'algorithme Adaboost repose sur le fait que chaque événement de l'échantillon \mathbb{N}_k voit son poids modifié afin de créer un nouvel échantillon d'entraînement \mathbb{N}_{k+1} de telle sorte que :

$$\omega_i^k \rightarrow \omega_i^{k+1} = \omega_i^k \times \exp\{\alpha_k \times g_k(i)\}. \quad (6.8)$$

Le poids d'un événement bien classé restera donc inchangé entre les arbres T_k et T_{k+1} , tandis que le poids d'un événement mal classé se verra augmenté d'un facteur $\exp\{\alpha_k\}$. L'arbre T_{k+1} sera ensuite entraîné sur l'échantillon \mathbb{N}_{k+1} où la composition en événement est différente avec des poids plus importants pour les événements précédemment mal classés. L'arbre T_{k+1} s'attachera donc à essayer de les classer correctement. Par exemple, pour un facteur de *boost* $\beta = 0.5$, prenons le cas d'un classificateur relativement mauvais, ayant un taux d'erreur de classification associé $\epsilon = 40\%$. Il introduira un poids global $\alpha = 0.5 \times \ln \frac{1-0.4}{0.4} = 0.2$. Ainsi tous les poids des événements mal classés se verront multipliés par un facteur $e^{0.2} = 1.2$ et les prochains arbres devront travailler un peu plus sur ces événements. Maintenant considérons un bon classificateur ayant un taux d'erreur de classification associé $\epsilon = 5\%$, $\alpha = 0.5 \times \ln \frac{1-0.05}{0.05} = 1.5$. Maintenant les poids des événements mal classés se verront multipliés par un facteur $e^{1.5} = 4.5$. Cela montre que l'échec de la classification face à un bon classificateur entraîne une grande pénalité. Les arbres suivant devront travailler beaucoup plus dur pour classer ces événements.

La figure 6.6 illustre graphiquement la procédure itérative réalisée par l'algorithme. On considère ici l'exemple d'un espace à deux dimensions où l'on essaye de séparer des événements de signal (bleus) et de bruit de fond (rouges) grâce trois arbres de décision T_k , T_{k+1} et T_{k+2} . Après chaque arbre de décision, symbolisé par les délimitations pointillées, l'algorithme de boosting évalue les événements mal classés et augmente leur poids, symbolisé par la taille des cercles, jusqu'à être capable de séparer tous les événements de signal et de bruit de fond. Cette simple illustration graphique montre en fin de compte comment les arbres de décisions associés à des algorithmes de boosting dessinent itérativement un contour de sélection dans l'espace des phases des variables discriminantes afin de séparer signal et bruit de fond.

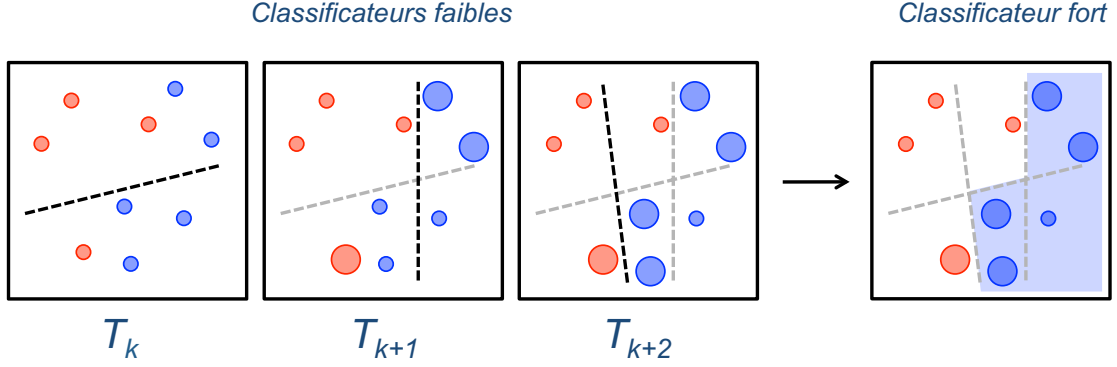


FIGURE 6.6: Interprétation graphique d'un algorithme de boosting

Enfin, le résultat final de l'algorithme Adaboost pour un événement i sera donné par :

$$T(i) = \frac{1}{\sum_{k=1}^{N_{\text{arbres}}} \alpha_k} \sum_{k=1}^{N_{\text{arbres}}} \alpha_k T_k(i). \quad (6.9)$$

Le classificateur ainsi obtenu se comportera comme une variable continue comprise entre -1 et +1, respectivement associée aux événements de bruit de fond ou de signal.

6.4 Paramétrisation et optimisation d'un algorithme de BDT

Cette section se propose d'illustrer brièvement les différentes étapes de l'optimisation d'un algorithme de BDT au travers de l'exemple de l'optimisation de l'algorithme utilisé pour la recherche de bosons W' droits dans les canaux 2/3-jet 2-tag. Cette optimisation est réalisée à partir d'un échantillon d'événements simulés de signal de boson W' pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV et des bruits de fond du Modèle Standard. L'algorithme utilise un ensemble d'une dizaine de variables cinématiques discriminantes préalablement sélectionnées. L'ensemble des analyses BDT réalisées dans le cadre des recherches de boson W' gauche et droit sera détaillé davantage dans la section 8.5 du chapitre d'analyse.

Cette analyse est réalisée à l'aide du programme TMVA : *Toolkit for Multivariate Analysis* [141]. Ce programme propose une implémentation C^{++} /ROOT de bibliothèques dédiées, fournissant des algorithmes d'entraînement, de test et de validation des performances pour un grand nombre de techniques d'analyses multivariées. TMVA permet de paramétrer l'algorithme de BDT en jouant sur la construction des arbres de décision, sur les algorithmes de *boosting* ou encore de *pruning* en fonction des besoins de chaque analyse. Il offre également des outils de contrôle et de validation des performances. La difficulté de l'optimisation de ces algorithmes réside dans le choix de ses nombreux paramètres en vue d'obtenir le meilleur pouvoir de discrimination entre signal et bruit de fond, tout en limitant les effets de surentraînement. Ainsi, l'échantillon d'événements simulés servant à l'optimisation de l'algorithme sera divisé en deux sous-échantillons de même statistiques : l'un utilisé pour l'entraînement proprement dit de l'algorithme et l'autre pour la validation de cet entraînement afin de contrôler les propriétés de généralisation de l'algorithme.

6.4.1 Optimisation de la construction des arbres de décision

La première catégorie de paramètres à optimiser est dédiée à la construction des arbres de décision eux-même. L'algorithme permet de contrôler le développement de l'arbre en choisissant le nombre maximal de niveaux de segmentation ou d'imposer un nombre maximal d'événements dans les feuilles. Pour toutes les optimisations réalisées, nous utilisons l'indice de Gini comme fonction d'impureté. Un algorithme dédié procédera comme décrit section 6.2.2 en cherchant la variable discriminante et la coupure sur cette variable discriminante permettant d'obtenir la plus grande diminution d'impureté à chaque nœud de l'arbre. Le nombre de coupures autorisées sur les distributions des variables discriminantes est également paramétrable. Enfin l'algorithme de *pruning Cost-Complexity* décrit section 6.2.4 est utilisé afin de réduire l'instabilité des arbres de décision. La figure 6.7 représente la distribution du nombre de nœuds avant et après *pruning* pour chaque arbre de décision utilisé dans notre exemple d'optimisation de BDT. On observe que le nombre moyen de nœuds diminue sensiblement après l'opération de *pruning*, écartant ainsi les branches non significatives afin de limiter les effets de sur-entraînement.

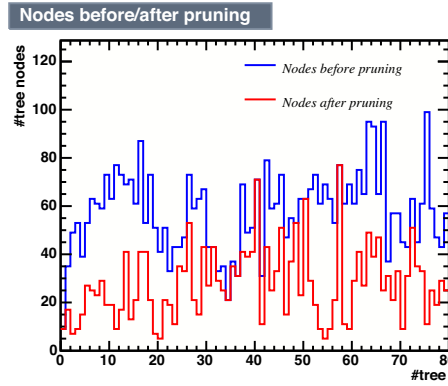


FIGURE 6.7: Nombres de nœuds avant (en bleu) et après (en rouge) *pruning* pour chaque arbre de décision utilisé dans l'optimisation de l'algorithme de BDT dédiée à la recherche de boson W' droit dans le canal 2-jet 2-tag.

Ces éléments offrent déjà un premier niveau de contrôle sur le pouvoir de discrimination d'un arbre de décision ainsi que sur ses capacités de généralisation. On cherchera un compromis entre tailles des arbres permettant d'obtenir un plus moins grand pouvoir de discrimination tout en évitant le surentraînement de l'algorithme.

6.4.2 Optimisation de l'algorithme de *boosting*

Le deuxième niveau de contrôle vient avec l'optimisation de l'algorithme de *boosting*. TMVA offre plusieurs implémentations d'algorithmes de *boosting*. Nous utiliserons pour toutes les optimisations de BDT l'algorithme Adaboost présenté section 6.3 avec un paramètre de boost $\beta = 0.5$. Un paramètre supplémentaire, correspondant au nombre d'arbres de décision utilisés, est aussi disponible. Afin de contrôler les performances de l'algorithme nous pouvons tracer les courbes du taux d'erreur de classification et du poids global α_k calculé par Adaboost en fonction de l'arbre de décision correspondant, ainsi que la distribution de ces poids α_k . La figure 6.8 présente ces trois graphiques dans notre exemple d'analyse BDT.

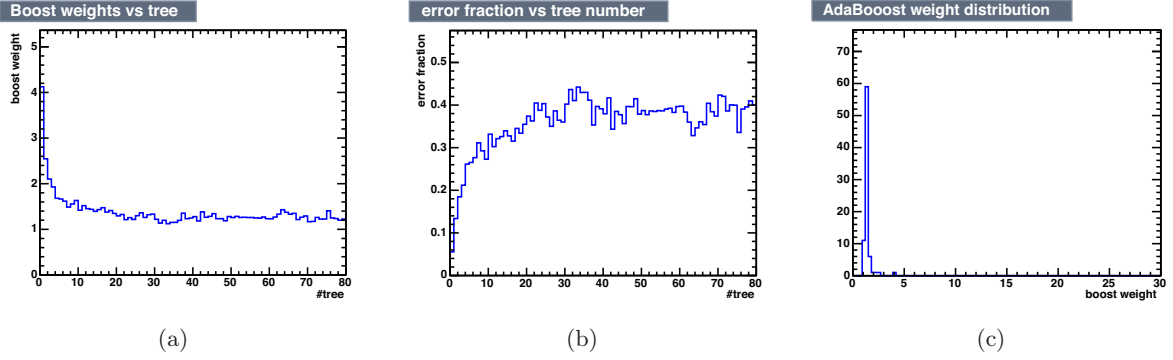


FIGURE 6.8: (a) Poids global α_k calculé par Adaboost et (b) taux d'erreur de classification pour chaque arbre de décision, ainsi que (c) la distribution des poids α_k obtenus pour l'optimisation de l'algorithme de BDT dédiée à la recherche de boson W' droit dans le canal 2-jet 2-tag.

Les graphiques de la figure 6.8 nous permettent de comprendre davantage le comportement de l'algorithme de *boosting*. On observe par exemple que la distribution des poids α_k (figure 6.8(b)) décroît très vite avec le nombre d'arbres de décision, tandis que le taux d'erreur de classification (figure 6.8(a)) augmente rapidement jusqu'à atteindre un plateau. Ceci indique que le premier arbre de décision est le plus performant tandis que les autres ne représentent que des corrections mineures. On l'observe également sur la distribution des poids α_k (figure 6.8(c)) qui pique à une valeur relativement faible. Au fur et à mesure des corrections, les arbres de décision successifs se spécialisent de plus en plus sur les événements mal classés, délaissant de ce fait les événements initialement bien classés. Ceci explique l'augmentation progressive du taux d'erreur de classification mais n'affecte en rien le taux d'erreur de classification global à l'issue de la procédure complète de *boosting*. En effet, le dernier arbre de décision n'est pas une évolution du premier avec de meilleures performances. La force des algorithmes de *boosting* réside dans la combinaison d'une suite d'arbre de décision où chacun se focalise sur différents événements. Finalement, un critère pour définir un nombre d'arbres relativement optimal peut être de repérer le moment où les courbes 6.8(a) et 6.8(b) atteignent leur plateau. Davantage d'arbres de décision n'apporteraient rien de plus. Dans notre exemple ce nombre a été fixé à 80.

6.4.3 Performances et validation

Une optimisation minutieuse de tous les paramètres présentés ci-dessus est réalisée pour chaque analyse BDT. L'optimisation de ces paramètres se fait sous le contrôle des performances de discrimination du signal et du bruit de fond mais également des propriétés de généralisation. Pour ce faire, on trace les distributions des valeurs de sortie de l'algorithme de BDT équation (6.9) des échantillons d'événements simulés d'entraînement et de test pour le signal et le bruit de fond, comme illustré sur la figure 6.9(a). On cherchera à obtenir la plus grande séparation entre les distributions de BDT du signal et du bruit de fond. En coupant séquentiellement sur la distribution de BDT, nous pouvons construire la courbe de réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal, comme illustré figure 6.9(b), nous aidant à évaluer le pouvoir de séparation du signal et du bruit de fond. Enfin, afin de tester les bonnes propriétés de généralisation de l'algorithme, on cherchera à ce que les distributions de BDT issues des échantillons d'entraînement et de test se superposent le mieux possible. Un test de Kolmogorov-Smirnov est réalisé pour tester la compatibilité des distributions d'entraînement et de test pour le signal et le bruit de fond. Une fois l'ensemble de ces étapes d'optimisation réalisé, l'algorithme de BDT pourra être appliqué à n'importe quel autre échantillon d'événements et en particulier aux données enregistrées par l'expérience.

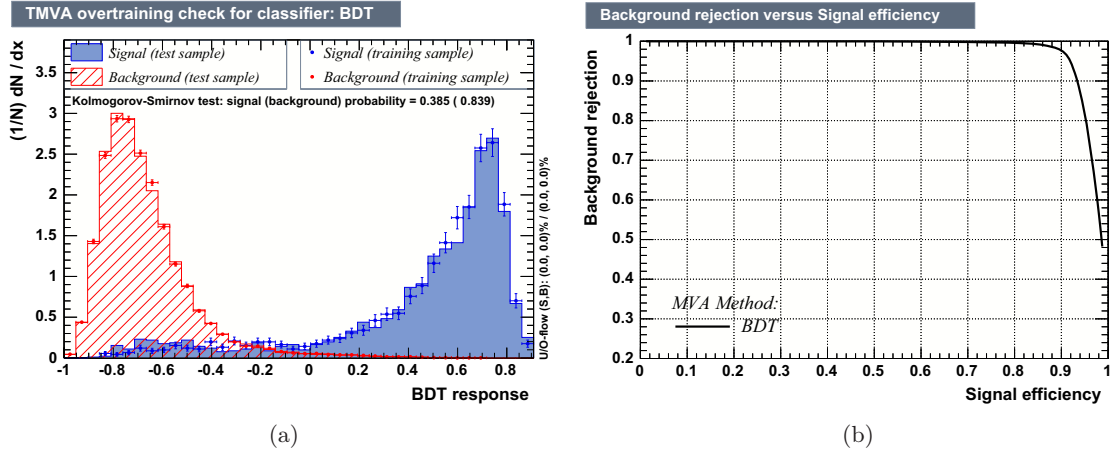


FIGURE 6.9: (a) Distributions de BDT des échantillons d'événements simulés d'entraînement et de test pour le signal (bleue) et le bruit de fond (en rouge). (b) Courbe de réjection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal obtenue par coupures séquentielles sur la distribution de BDT issue de l'échantillon de test. Ces graphiques ont été obtenus dans le cadre de l'optimisation de l'algorithme de BDT dédiée à la recherche de boson W' droit dans le canal 2-jet 2-tag.

6.5 Conclusions

Ce chapitre vient de présenter brièvement la technique d'analyse à la base de notre recherche de bosons W' . Compte tenu de leurs grandes performances dans la classification d'événements, notre choix s'est porté sur l'utilisation de techniques d'analyse multivariée utilisant des arbres de décision boostés en vue de discriminer notre signal de boson W' du bruit de fond issu du Modèle Standard. Nous venons de présenter une application de cette technique, avec sa méthodologie ainsi que les différents outils dont nous disposons. Offrant une grande maniabilité, nous avons choisi de réaliser ces analyses à l'aide du programme TMVA. Des arbres de décision boostés seront optimisés spécifiquement pour la recherche de bosons W' gauches et droits dans chaque canal d'analyse considéré. L'ensemble de ces analyses BDT sera détaillé davantage dans la section 8.5 du chapitre d'analyse.

Chapitre 7

Interprétation statistique des résultats

Introduction

L'analyse des résultats de la recherche directe d'un nouveau processus au-delà du Modèle Standard peut se formuler comme un test d'hypothèse statistique, confrontant une hypothèse nulle caractéristique de l'existence de signal de Nouvelle Physique à une hypothèse alternative traduisant son absence. L'interprétation statistique de ces résultats n'est rien d'autre que la formulation d'une procédure visant à quantifier le degré par lequel une hypothèse est favorisée ou exclue par les observations expérimentales. Ce chapitre détaille l'analyse statistique utilisée dans la recherche du boson W' . Cette analyse repose sur la construction d'un test statistique utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance, et interprété grâce à la méthode CL_s [142]. Notre interprétation se focalisera sur l'établissement de limites supérieures d'exclusion¹ sur les sections efficaces du boson W' . L'ensemble des calculs de limite fut réalisé à l'aide du programme MCLIMIT [143].

7.1 Modèle statistique

Notre stratégie générale est de rechercher, dans les données enregistrées par ATLAS, un excès d'événements de signal par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Nous définissons donc notre modèle statistique à partir d'une fonction de vraisemblance² \mathcal{L} (*likelihood* en anglais), traduisant le degré de compatibilité du nombre d'événements observés dans les données sous l'hypothèse d'une certaine prédiction théorique, et ce, en prenant en compte les incertitudes statistique et systématiques. Cette fonction de vraisemblance peut s'écrire de la façon suivante :

$$\mathcal{L}(\mu, \eta_k) = \prod_{i=1}^{n_{\text{bins}}} \prod_{j=1}^{n_{\text{canaux}}} \left[\frac{(\mu s_{ij} + b_{ij})^{N_{ij}}}{N_{ij}!} e^{-\mu s_{ij} - b_{ij}} \right] \times \prod_{k=1}^{n_{\text{syst}}} f_k(\eta_k). \quad (7.1)$$

Le premier terme correspond à la statistique de Poisson où N_{ij} représente un nombre d'événements observés dans les données ou obtenus dans des pseudo-expériences. Les nombres s_{ij} et b_{ij} représentent quant à eux les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus sous une certaine hypothèse théorique. Toutes ces quantités sont déterminées pour chaque bin i de l'histogramme d'une distribution d'intérêt et chaque canal j d'analyse considéré. Dans notre analyse, nous utiliserons les histogrammes représentant les distributions de BDT pour les données et les simulations Monte-Carlo. On se donne également un paramètre multiplicatif μ appliqué au signal s_{ij} afin de tester la sensibilité de la recherche. Enfin, les incertitudes systématiques sont incluses dans le modèle via l'utilisation de paramètres de nuisance η_k contraints par des fonctions que l'on notera génériquement f_k pour l'instant et que nous détaillerons dans la suite de ce chapitre.

1. Estimation d'intervalles de confiance unilatéraux.

2. Une fonction de vraisemblance peut se voir comme une densité de probabilité conjointe d'une ou plusieurs variables aléatoires $\{X_i\}$ de réalisation quelconque $\{x_i\}$ et de paramètres $\{\theta_i\}$ mais non plus traitée comme une fonction des réalisations $\{x_i\}$ de l'échantillon mais des paramètres $\{\theta_i\}$. Elle permet de mesurer ainsi la crédibilité associée à chaque valeur possible des paramètres $\{\theta_i\}$ pour une certaine réalisation de l'échantillon. Cependant, la fonction de vraisemblance n'est pas une densité de probabilité.

7.2 Test statistique et *log-likelihood ratio*

L'étape suivante consiste à définir le test statistique qui confrontera nos deux hypothèses. La première H_0 , qualifiée d'hypothèse nulle, traduit la présence de signal en plus du bruit de fond ($\mu \neq 0$). Cette hypothèse favorise l'existence d'une théorie au-delà du Modèle Standard. La deuxième hypothèse H_1 , qualifiée d'hypothèse alternative, traduit cette fois l'absence de signal ou encore la présence du bruit de fond seul ($\mu = 0$). Cette hypothèse favorise donc le Modèle Standard comme théorie sous-jacente.

On construira ce test statistique comme le rapport des fonctions de vraisemblance de chaque hypothèse considérée, comme définies dans la section précédente. Grâce au lemme de Neyman-Pearson, on peut montrer [144] que ce rapport représente un choix de test optimal dans le sens où il possède uniformément la plus grande puissance statistique³. Enfin pour des raisons pratiques on utilisera le logarithme de ce rapport, encore appelé *log-likelihood ratio* (LLR) :

$$\text{LLR} = 2 \ln \frac{\mathcal{L}(\text{data}|H_0)}{\mathcal{L}(\text{data}|H_1)}. \quad (7.2)$$

Afin d'être en mesure d'évaluer si les données expérimentales favorisent ou non l'une des deux hypothèses, nous chercherons à confronter la valeur observée de LLR aux distributions de LLR de chacune des deux hypothèses H_0 et H_1 comme illustré par la figure 7.1.

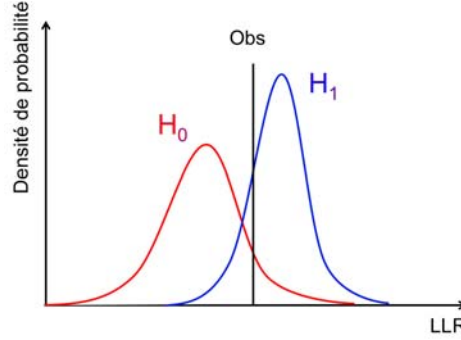


FIGURE 7.1: Valeur observée de LLR et distributions de LLR pour les hypothèses H_0 et H_1 .

Cependant ces distributions de LLR ne sont pas connues. Pour les construire, nous avons recours à la génération de pseudo-expériences afin d'envisager l'ensemble des réalisations possibles pour chaque hypothèse. Ces réalisations dépendront par exemple des fluctuations statistiques de l'échantillon d'événements utilisés. On parlera alors d'incertitude statistique. Elles pourront également dépendre de fluctuations liées aux différentes incertitudes expérimentales ou théoriques dont nous disposons. On parlera ici d'incertitudes systématiques. La section suivante détaille cette procédure de génération de pseudo-expériences ainsi que le traitement des incertitudes.

7.3 Génération de pseudo-expériences et traitement des incertitudes

Les incertitudes statistique et systématiques sont introduites dans la génération des pseudo-expériences faisant fluctuer les prédictions des nombres d'événements de signal s_{ij}^{nom} et des différentes contributions de bruit de fond attendus b_{ij}^{nom} , et ce, pour chaque bin i de la distribution d'intérêt dans chaque canal j considéré. Nous noterons génériquement ces derniers y^{nom} dans la suite de cette section.

3. Probabilité de rejeter l'hypothèse nulle si elle est fausse.

Considérons δ_{stat}^p et δ_{syst}^p deux fluctuations associées respectivement aux incertitudes statistique et systématiques pour une pseudo-expérience p . Le nombre total d'événements ayant fluctué pour cette pseudo-expérience p pourra se formuler de la façon suivante :

$$y^p = y^{\text{nom}} \times (1 + \delta_{\text{stat}}^p + \delta_{\text{syst}}^p). \quad (7.3)$$

Une fois ces nombres d'événements y^p déterminés, il est possible de calculer une valeur de LLR pour la pseudo-expérience p considérée. Nous nous proposons maintenant de détailler les différentes procédures utilisées dans MCLIMIT pour prendre en compte l'effet des incertitudes dans la génération des pseudo-expériences.

7.3.1 Incertitude statistique

Par incertitude statistique nous distinguerons l'incertitude liée à la statistique de Poisson et l'incertitude sur le nombre d'événements Monte Carlo constituant l'échantillon d'événements utilisé pour notre analyse. La première contribution sera prise en compte via un tirage aléatoire poissonnien des nombres d'événements attendus de signal et de bruits de fond.

L'effet de l'incertitude sur le nombre d'événements Monte Carlo est quant à lui obtenu par des tirages aléatoires contraints par une fonction de densité de probabilité de la forme $f(y^{\text{MC}}; y^{\text{nom}}, \sigma)$, où y^{MC} représente le nombre d'événements après fluctuation, y^{nom} le nombre nominal d'événements attendus et σ l'incertitude Monte Carlo associé à l'échantillon d'événements considéré. Cette incertitude σ est définie à partir des poids Monte Carlo ω_i de chaque événement de l'échantillon :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{n_{\text{événements}}} \omega_i^2}. \quad (7.4)$$

La fonction de contrainte $f(y^{\text{MC}}; y^{\text{nom}}, \sigma)$ est définie à partir d'une fonction gaussienne de telle sorte que sa moyenne et son écart-type correspondent respectivement à y^{nom} et σ :

$$f(y^{\text{MC}}; y^{\text{nom}}, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y^{\text{MC}} - y^{\text{nom}}}{\sigma}\right)^2}. \quad (7.5)$$

Ici, le nombre d'événements après fluctuation y^{MC} peut directement s'interpréter comme un paramètre de nuisance. L'effet de l'incertitude statistique Monte Carlo sur le nombre d'événements attendus y^{nom} s'écrira finalement :

$$y = y^{\text{nom}} \times \left(1 + \underbrace{\left(\frac{y^{\text{MC}}}{y^{\text{nom}}} - 1 \right)}_{\delta_{\text{stat}}} \right). \quad (7.6)$$

7.3.2 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur le nombre nominal d'événements attendu sont prises en compte via l'ajout de paramètres de nuisance η_k , considérés complètement décorrélés. Un paramètre de nuisance indépendant sera associé à chaque incertitude systématique et pourra, le cas échéant, être défini pour chaque processus de physique, canal d'analyse ou encore bin de la distribution d'intérêt. Ces paramètres de nuisance seront obtenus par des tirages aléatoires contraints par une fonction de densité de probabilité gaussienne centrée réduite $g(\eta_k)$:

$$g(\eta_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\eta_k^2}{2}}. \quad (7.7)$$

L'effet des incertitudes systématiques sur le nombre d'événements attendus y^{nom} est décrit par la relation :

$$y = y^{\text{nom}} \times \left(1 + \underbrace{\sum_{k=1}^{n_{\text{syst}}} [h_k^{\text{syst}}(\eta_k) - 1]}_{\delta_{\text{syst}}} \right), \quad (7.8)$$

où y est le nombre varié d'événements attendus et $h_k^{\text{syst}}(\eta_k)$ les fonctions décrivant la variation du nombre d'événements attendu pour un paramètre de nuisance η_k , $h_k^{\text{syst}}(\eta_k) - 1$ étant la variation relative.

La difficulté ici réside dans le choix des fonctions $h_k^{\text{syst}}(\eta_k)$. Habituellement, les fonctions h_k^{syst} ne sont connues que pour certaines valeurs de η_k . Par exemple, pour $\eta_k = 0$:

$$h_k^0 = h_k^{\text{syst}}(\eta_k = 0) = 1. \quad (7.9)$$

Cela correspond au cas où $y = y^{\text{nom}}$. Ou encore si $\eta_k = \pm 1$, la variation relative du nombre d'événements attendu lorsque l'incertitude systématique k varie⁴ de $\pm 1\sigma$, sera donnée par :

$$h_k^{\pm} = h_k^{\text{syst}}(\eta_k = \pm 1) - 1. \quad (7.10)$$

L'idée est donc de trouver des fonctions continues h_k^{syst} satisfaisant les équations (7.9) et (7.10) ou approximativement et permettant d'interpoler les valeurs de η_k entre ± 1 et de les extrapoler au-delà. MCLimit utilise des fonctions définies de la façon suivante [145] :

$$h_k^{\text{syst}}(\eta_k) = \begin{cases} 1 + B & \text{si } B \geq 0, \\ e^B & \text{si } B < 0, \end{cases} \quad (7.11)$$

où

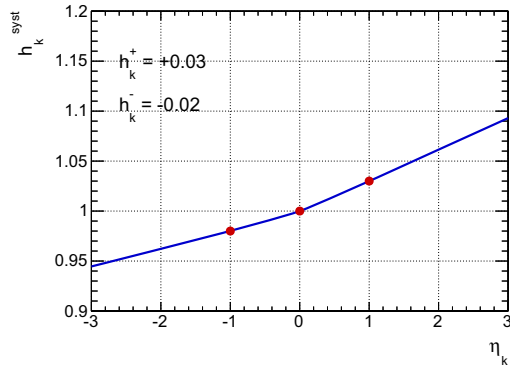
$$B = \begin{cases} \eta_k h_k^+ (1 - R) + RQ & \text{si } \eta_k \text{ positif,} \\ -\eta_k h_k^- (1 - R) + RQ & \text{si } \eta_k \text{ négatif,} \end{cases} \quad (7.12)$$

et

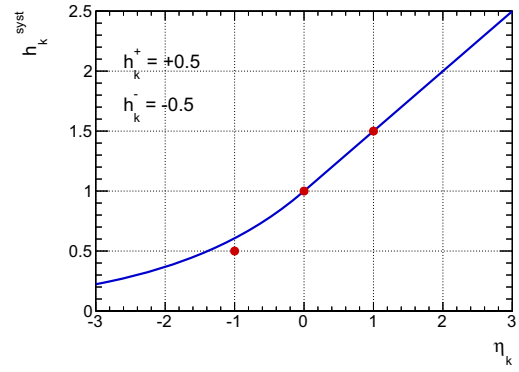
$$Q = \eta_k \frac{h_k^+ - h_k^-}{2} + \eta_k^2 \frac{h_k^+ + h_k^-}{2} \quad \text{et} \quad R = \frac{1}{1 + 3|\eta_k|}. \quad (7.13)$$

Ceci assure que la dérivée première de h_k^{syst} pour $\eta_k = 0$ soit continue et que $h_k^{\text{syst}} > 0$ pour toutes valeurs de η_k . La figure 7.2 illustre différentes fonctions d'interpolation et d'extrapolation $h_k^{\text{syst}}(\eta_k)$ utilisées par MCLimit dans quatre scénarios différents. Les points rouges correspondent aux valeurs h_k^- , h_k^0 , h_k^+ comme définies dans les équations (7.9) et (7.10). On remarque une bonne compatibilité de ces fonctions avec les trois points dans des scénarios où l'amplitude de la variation négative de l'incertitude systématique considérée n'est pas trop importante. Dans les autres cas, comme ceux illustrés figures 7.2(b) et 7.2(d), les fonctions d'interpolation auront tendance à légèrement minimiser les incertitudes négatives.

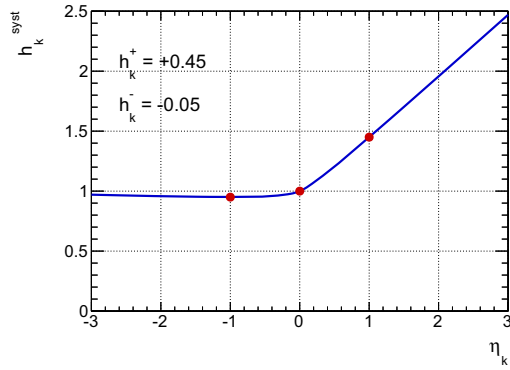
4. Les variations de $\pm 1\sigma$ d'une incertitude systématique sont généralement utilisées pour discuter de l'impact de cette incertitude.



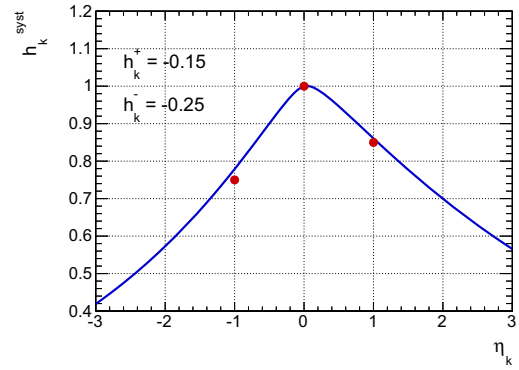
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 7.2: Illustration des fonctions d'interpolation et d'extrapolation $h_k^{\text{syst}}(\eta_k)$ implémentées dans MCLimit (courbes bleues) : (a) pour $h_k^- = -0.02$ et $h_k^+ = 0.03$, (b) pour $h_k^- = -0.50$ et $h_k^+ = 0.50$, (c) pour $h_k^- = -0.05$ et $h_k^+ = 0.45$, (d) pour $h_k^- = 0.25$ et $h_k^+ = -0.15$. Les points rouges représentent les valeurs h_k^-, h_k^0, h_k^+ .

7.3.3 Approche hybride bayésienne-fréquentiste et construction des pseudo-données

Afin d'éliminer les paramètres de nuisance du problème, MCLIMIT utilise une approche hybride, proposée par Cousins et Highland en 1992 [146] et développée plus tard par la collaboration CDF, permettant de fournir un traitement fréquentiste de la mesure principale tout en traitant les incertitudes dans une approche intuitivement bayésienne. Pour cela les distributions de LLR de chacune des deux hypothèses H_0 et H_1 sont déterminées en générant des pseudo-expériences pour chaque processus, canal et bin de la distribution d'intérêt à partir des fonctions de vraisemblance marginalisées de la forme :

$$\mathcal{L}_m(\mu) = \int \mathcal{L}(\mu, \{y_p^{\text{MC}}, \eta_k\}) \times \prod_{p=1}^{n_{\text{processus}}} dy_p^{\text{MC}} \times \prod_{k=1}^{n_{\text{syst}}} d\eta_k, \quad (7.14)$$

On se place ici dans une situation où chaque répétition de l'expérience est réalisée avec une nouvelle valeur des paramètres de nuisance échantillonnée aléatoirement à partir de leur fonction de contraintes respectives, décrites par les équations (7.5) et (7.7), jouant le rôle de fonctions de densité de probabilité. Dans cette approche, ces dernières sont vues comme des *priors* au sens de la statistique bayésienne. Plus concrètement, ce modèle marginalisé peut se voir comme un modèle moyenné sur les tirages aléatoires des paramètres de nuisance.

Dans la pratique, la construction d'une pseudo-donnée est réalisée en plusieurs étapes. Dans un premier temps, les valeurs de l'ensemble des paramètres de nuisance sont générés à partir de leur fonction de contraintes respectives. Puis les nombres d'événements attendus $\mu s_{ij} + b_{ij}$ sont calculés en utilisant les valeurs des paramètres de nuisance obtenues précédemment. Le calcul intégral décrit par l'équation (7.14) est réalisé numériquement grâce la méthode de Monte Carlo, se servant de la loi forte des grands nombres pour approximer l'intégrale de la façon suivante :

$$\int_a^b h(x) f(x) dx = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{b-a}{n} \sum_{i=1}^n h(x_i). \quad (7.15)$$

où la fonction $h(x)$ correspondra ici à la fonction de densité de probabilité poissonnienne et $f(x)$ aux priors associés aux paramètres de nuisance. Les termes x_i représentent quant à eux les résultats de tirages aléatoires issus de la fonction $f(x)$.

L'ensemble des corrélations entre les différents processus de bruits de fond ainsi que celles entre les bins de la distribution d'intérêt sont également prises en compte. Il faut noter que même si la distribution de N_{ij} est déterminée à partir d'une approche bayésienne, l'analyse principale suit toujours une approche fréquentiste. La figure 7.3 présente un exemple de distribution de LLR produites avec MCLIMIT.

Enfin, on notera qu'afin de construire ces distributions de LLR, il est nécessaire de tirer un grand de pseudo-expérience pour appréhender l'ensemble des réalisations possibles. Ceci peut constituer une limitation, si les nombres de canaux, bins de la distribution d'intérêt et incertitudes systématiques sont importants.

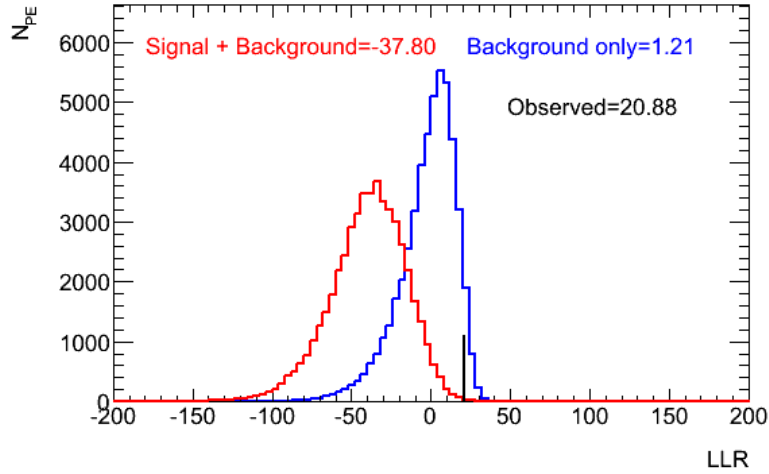


FIGURE 7.3: Exemple de distributions de LLR produites avec MCLIMIT à partir 50k pseudo-expériences pour un signal de boson W' droit de masse $m_{W'} = 1.75$ TeV (avec $\mu = 1$).

7.4 Niveaux de confiance et approche CL_s

Il nous reste enfin à définir des critères nous permettant de conclure sur la potentielle exclusion ou découverte de notre signal de Nouvelle Physique. Ces conclusions seront formulées en terme de niveaux de confiance obtenus par le calcul de la p -value⁵ associée à l'une ou l'autre des deux hypothèses.

On définira les niveaux de confiance CL_{s+b} et CL_b associés respectivement aux hypothèses "*signal+bruit de fond*" (H_0) et "*bruit de fond seul*" (H_1) en calculant les p -values, p_0 et p_1 , associées à chacune de ces hypothèses comme l'illustrent les équations (7.16) et (7.17). La figure 7.4 représente graphiquement les régions des distributions de LLR associées aux niveaux de confiance CL_{s+b} et $1 - CL_b$.

$$p_0 = CL_{s+b} = P(LLR \geq LLR_{Obs} | H_0) = \int_{LLR_{Obs}}^{\infty} P(LLR | H_0) dLLR, \quad (7.16)$$

$$p_1 = CL_b = P(LLR \geq LLR_{Obs} | H_1) = \int_{LLR_{Obs}}^{\infty} P(LLR | H_1) dLLR. \quad (7.17)$$

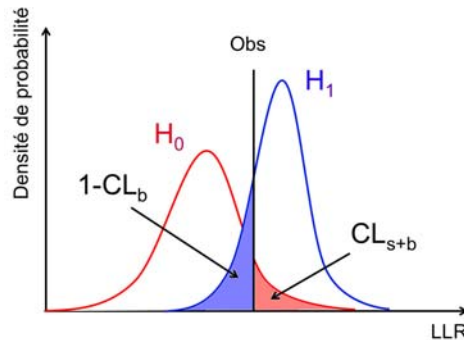


FIGURE 7.4: Valeur observée de LLR et distributions de LLR pour les hypothèses H_0 et H_1 .

5. La p -value est une grandeur utilisée pour évaluer la compatibilité entre l'observation et une hypothèse donnée. Elle représente la probabilité que le test statistique ait une valeur au moins aussi extrême que celle observée.

De petites valeurs de CL_{s+b} indiqueront une faible compatibilité de la valeur observée de LLR avec l'hypothèse H_0 . De la même façon de valeur de CL_b proche de 1 indiqueront une faible compatibilité de la valeur observée de LLR avec l'hypothèse de H_1 . Cependant, il est possible qu'une fluctuation basse du bruit de fond dans les données conduise à faible une valeur de CL_{s+b} , et ce, même si la sensibilité de l'analyse est très faible et que l'hypothèse H_0 ne puisse être testée expérimentalement. Ceci est le cas dans l'exemple illustré par la figure 7.5.

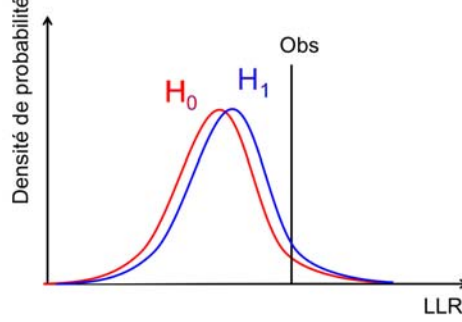


FIGURE 7.5: Valeur observée de LLR et distributions de LLR pour les hypothèses H_0 et H_1 dans le cas où la sensibilité de l'analyse est très faible.

Afin de minimiser la probabilité d'exclure le signal pour lequel la sensibilité est insuffisante, on normalise le niveau de confiance associé à l'hypothèse "*signal + bruit de fond*", CL_{s+b} , à celui de l'hypothèse de "*bruit de fond seul*", CL_b . On définit ainsi un nouveau niveau de confiance noté CL_s .

$$CL_s \equiv \frac{CL_{s+b}}{CL_b}. \quad (7.18)$$

On considérera que si $CL_s = 0.05$ alors l'hypothèse H_1 est exclue à 95% de niveau de confiance.

7.5 Limites d'exclusion observée et attendues

À partir du niveau de confiance CL_s , nous pouvons construire des limites d'exclusion sur notre hypothèse "*signal+bruit de fond*". En définissant notre modèle statistique (équation (7.1)), nous nous étions donnés un paramètre multiplicatif μ appliqué au nombre d'événements de signal s_{ij} . En variant ce paramètre μ il est possible de tester la limite sur la sensibilité de notre analyse face à l'exclusion de notre signal.

7.5.1 Construction d'une limite d'exclusion

D'une manière générale, la limite supérieure d'exclusion sur le paramètre μ à 95% de niveau de confiance, notée μ^{95} , est obtenue en ajustant la valeur de μ jusqu'à atteindre la condition d'exclusion : $CL_s = 0.05$. Ceci revient donc à faire varier μ afin de séparer suffisamment les distributions de LLR de chaque hypothèse pour être en mesure d'exclure l'hypothèse "*signal+bruit de fond*".

L'idée est de construire la courbe caractéristique du niveau de confiance CL_s en fonction du paramètre μ , comme illustrée par la figure 7.6. Pour chaque valeur de μ testée, un lot de pseudo-données est généré afin de construire les distributions de LLR pour chaque hypothèse de test, afin d'être en mesure de calculer une valeur de CL_s à partir d'une valeur de LLR de référence, par exemple la valeur observée dans les données. On parlera dans ce cas de limite d'exclusion observée.

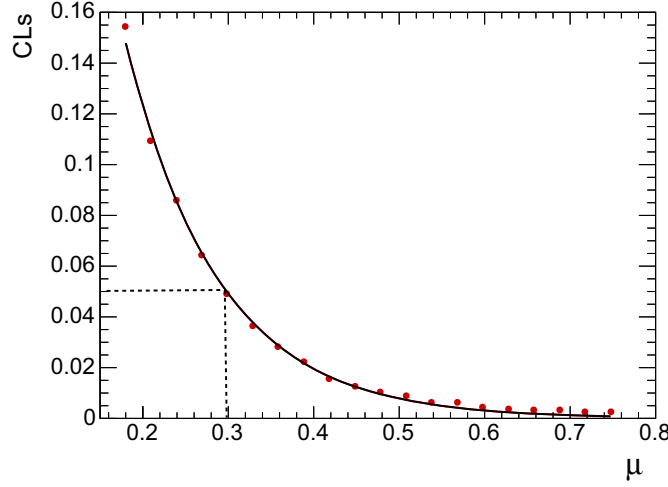


FIGURE 7.6: Courbe caractéristique du niveau de confiance CL_s en fonction du paramètre μ . Dans cet exemple des valeurs de CL_s ont été calculées pour différentes valeurs de μ (points rouges). La courbe noire représente un ajustement des points par une fonction exponentielle.

Dans la pratique MCLIMIT ne construit pas la courbe de CL_s en fonction de μ . Il utilise un algorithme itératif qui scanne des valeurs de μ . À chaque étape une valeur de CL_s est calculée. En fonction du résultat obtenu la fenêtre de valeur de μ à tester se réduit pour se centrer sur la valeur pour laquelle $CL_s = 0.05$. Lorsque cette valeur est atteinte, la procédure s'arrête et MCLIMIT renvoie la valeur de μ correspondante, que l'on notera μ^{95} .

À partir de la valeur de μ^{95} , il est ensuite possible d'extraire une limite d'exclusion observée à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de notre processus de signal σ^{95} . Dans le cas d'une limite d'exclusion observée, la section efficace exclue s'écrira comme le produit :

$$\sigma_{\text{obs}}^{95} = \mu_{\text{obs}}^{95} \times \sigma^{\text{th}}, \quad (7.19)$$

où σ^{th} représente la section efficace théorique du processus de signal considéré.

7.5.2 Limites attendues et optimisation des analyses de physique

La génération des pseudo-données nous permet également d'évaluer la sensibilité de notre analyse à exclure l'hypothèse "*signal+bruit de fond*" si effectivement il n'existe pas de signal. C'est-à-dire, en calculant une limite d'exclusion sur le paramètre μ en prenant comme "valeur observée" la médiane de la distribution de LLR associée à l'hypothèse de bruit de fond seul.

Le niveau de confiance CL_s et la limite supérieure attendue μ_{exp}^{95} seront obtenus de la même façon que pour la limite observée. La limite d'exclusion attendue sur la section efficace de notre signal σ_{exp}^{95} sera donnée par :

$$\sigma_{\text{exp}}^{95} = \mu_{\text{exp}}^{95} \times \sigma^{\text{th}}. \quad (7.20)$$

MCLIMIT permet de calculer 5 limites attendues à partir de 5 quantiles de la distribution de LLR de l'hypothèse H_1 . Ces quantiles correspondent à la médiane et aux variations à ± 1 et 2 déviations standards, notée σ , de cette distribution. On exprimera par la suite ces quantiles en matière de signification ou z -value : -2, -1, 0, +1 et +2. La probabilité associée à chacun de ces quantiles est

calculée de la façon suivante :

$$p\text{-value} = 1 - \phi(z\text{-value}), \quad (7.21)$$

Où ϕ représente la fonction de répartition de la loi normale centrée réduite. Le tableau 7.1 résume les probabilités associées à chacun de ces quantiles.

$z\text{-value}$	-2	-1	0 (médiane)	1	2
$p\text{-value}$	0.0228	0.1587	0.5	0.8413	0.9772

Tableau 7.1: Probabilités associées aux différents quantiles pour le calcul de limites attendues.

7.6 Conclusions

Nous venons de présenter dans ce chapitre l'analyse statistique utilisée pour l'interprétation des résultats de la recherche du boson W' . Cette analyse, reposant sur la construction d'un test statistique utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance interprétée grâce à la méthode CL_s , est réalisée par le logiciel MCLIMIT. Ce dernier développe une approche hybride, permettant de fournir un traitement fréquentiste de la mesure principale tout en traitant les incertitudes dans une approche intuitivement bayésienne. Enfin, nous avons vu comment, à partir du niveau de confiance CL_s , construire des limites d'exclusion observées et attendues sur la section efficace de production du boson W' . Les limites d'exclusion attendues joueront également un rôle essentiel dans l'optimisation de notre stratégie d'analyse pour la recherche du boson W' , où l'exclusion attendues sur la section efficace de notre signal servira de critère d'évaluation des performances de l'analyse.

Quatrième partie

Recherche de résonances $t\bar{b}$

Chapitre 8

Recherche de bosons W' dans des états finaux de quarks top célibataires

8.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre 2 que de nombreuses approches théoriques au-delà du Modèle Standard prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge lourds chargés, appelés W' . Bien que des contraintes puissent être apportées sur la masse ou les couplages de cette particule de manière indirecte, il est aussi essentiel de tenter de la mettre en évidence directement. Nous nous intéressons dans ce chapitre à une recherche spécifique du boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau dans une approche de couplage effectif. Cette recherche, réalisée avec 20.3 fb^{-1} de données de collision proton-proton, produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et collectées par le détecteur ATLAS en 2012, couvre une gamme de masse allant de 0.5 à 3.0 TeV pour des bosons W' se couplant à des fermions de chiralité gauche et droite.

Des recherches similaires ont été réalisées notamment au Tevatron auprès des expériences CDF et D0 [59, 55] dans les désintégrations leptoniques du quark top et plus récemment au LHC auprès des expériences ATLAS et CMS dans les désintégrations leptoniques [147, 148, 65] et hadroniques [149] du quark top, excluant l'existence de bosons W' jusqu'à une masse de 2.05 TeV à 95% de niveau de confiance. La recherche présentée dans ce chapitre offre la première analyse réalisée par la collaboration ATLAS à une énergie de 8 TeV dans le centre de masse dans des états finaux de désintégrations leptoniques du quark top.

La démarche employée ici pour mettre en évidence le boson W' au sein des collisions enregistrées par ATLAS, est de chercher à caractériser un excès de processus de signal correspondant à la signature¹ $W' \rightarrow t\bar{b}$, par rapport à un ensemble de bruits de fond, c'est-à-dire à des processus ayant la même signature expérimentale que le signal mais provenant du Modèle Standard. Des méthodes Monte-Carlo visant à simuler les processus de physique suivant leurs modèles théoriques respectifs ainsi que la réponse du détecteur ATLAS sont utilisées en vue de comparer les prédictions théoriques aux données réelles. Après avoir défini un certain nombre de critères de sélection d'événements, une analyse multivariée par arbres de décision boostés est réalisée afin de discriminer notre signal du bruit de fond et de tenter de mettre en évidence un excès dans les données mesurées.

8.2 Recherche directe et approche effective

Afin de faciliter une recherche expérimentale directe du boson W' , il est judicieux de se placer dans une approche la plus générale possible en s'appuyant sur un modèle dit effectif [150], indépendamment d'un cadre théorique spécifique.

1. Dans ce document, nous utilisons la notation " $t\bar{b}$ " afin de désigner à la fois les processus $W'^+ \rightarrow t\bar{b}$ et $W'^- \rightarrow t\bar{b}$.

8.2.1 Lagrangien d'interaction effectif

Un tel modèle peut être construit à partir d'un Lagrangien d'interaction effectif traduisant la dynamique d'interaction la plus générale qui pourrait exister entre un boson W' et les fermions du Modèle Standard [151] :

$$\mathcal{L} = \frac{V'_{ij}}{2\sqrt{2}} \bar{f}_i \gamma_\mu (g'^R_{i,j}(1 + \gamma^5) + g'^L_{i,j}(1 - \gamma^5)) W'^\mu f_j + \text{h.c.} \quad (8.1)$$

La structure chirale de ce lagrangien s'inspire de celle relative au boson W . On reconnaît les opérateurs de parité droite (R) et gauche (L) $P_{R,L} = (1 \pm \gamma^5)/2$ ainsi que $g'^{R(L)}_{i,j}$ les constantes de couplage du boson W' aux fermions f_i et f_j . Enfin, V'_{ij} représente soit une matrice de type CKM contenant les informations sur les probabilités de changement de saveur des quarks lors de leur interaction avec le boson W' , soit une matrice diagonale dans le cas des leptons.

Des paramétrisations spécifiques de ce modèle permettent d'envisager différents scénarios d'études. En fixant par exemple l'une ou l'autre des constantes de couplage à 0, nous pouvons sonder spécifiquement les couplages aux fermions de chiralité gauche ou droite. Il est également possible de construire des scénarios plus complexes où coexistent couplages gauches et droits. Dans le cadre des études réalisées dans cette thèse, nous nous concentrons uniquement sur des bosons W' se désintégrant via des courants purement droits ou purement gauches.

8.2.2 Le couplage $W' \rightarrow t\bar{b}$

Dans de nombreuses dynamiques de Nouvelles Physique, le quark top joue un rôle prépondérant en se couplant à de nouvelles particules massives. Ainsi, dans beaucoup d'approches théorique au-delà du Modèle Standard, le boson W' est supposé se coupler plus fortement à la troisième génération de quarks qu'aux deux premières [42, 43]. C'est la raison pour laquelle, nous choisissons de rechercher le boson W' au travers de processus d'annihilation $q\bar{q}$ produisant la particule, celle-ci se désintégrant ensuite en un quark top et un quark beau. La figure 8.1 représente le diagramme de Feynman d'un tel processus.

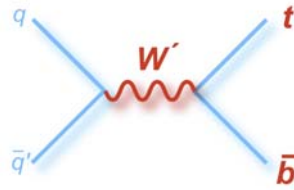


FIGURE 8.1: Diagramme de Feynman à l'arbre de la production d'un boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau.

De plus, la recherche spécifique du couplage $W' \rightarrow t\bar{b}$ présente un certain nombre d'avantage. Tout d'abord, cette signature permet d'ouvrir des canaux d'analyse inaccessibles aux recherches dites leptoniques, c'est-à-dire où le boson W' se désintègre en un lepton et un neutrino, permettant par exemple d'être sensible aux modèles lepto-phobiques. De plus, dans le secteur droit, dans l'hypothèse où la masse d'un neutrino de chiralité droite ν_R serait plus élevée que celle du boson W' , seules les désintégrations hadroniques du boson W' seraient autorisées. Enfin, le quark top ayant la particularité de se désintégrer avant de s'hadroniser, toute l'information sur les corrélations de spin existant dans la chaîne de désintégration du boson W' est conservée, permettant ainsi de remonter à son état d'hélicité.

8.2.3 Simulation et phénoménologie du signal $W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$

Le modèle effectif décrit ci-dessus fut implémenté avec le logiciel FEYNRULES [152] afin d'être utilisé par le générateur Monte Carlo MADGRAPH5 [120] pour la génération d'événements de signal de bosons W' à l'arbre (LO). MADGRAPH5 fut choisi en raison de sa capacité à traiter les corrélations de spins tout au long de la chaîne de désintégration du quark top, indispensable à la caractérisation des états d'hélicité du boson W' . Les processus d'hadronisation ont été quant à eux générés par PYTHIA8 [126] et la fonction de densité partonique CTEQ6L1 [153] fut utilisée pour la génération d'événements.

Dans le cadre de notre étude, nous nous plaçons dans l'hypothèse où l'intensité du couplage effectif du boson W' , g'_R ou g'_L , est identique au couplage $SU(2)_L$ standard du boson W , que l'on notera $g = 0.653$ [13] dans la suite de ce chapitre. La paramétrisation du modèle effectif est complétée en choisissant la matrice CKM comme matrice de mélange des saveurs de quark V' . Des échantillons d'événements $W' \rightarrow t\bar{b}$ ont été générés pour des bosons W' purement gauches ($g'_L = g$ et $g'_R = 0$) et purement droits ($g'_R = g$ et $g'_L = 0$), et ce, pour différentes hypothèses de masse allant de 0.5 à 3.0 TeV par pas de 0.25 TeV. Dans cet intervalle en masse, la largeur totale du boson W' varie de 17 et 104 GeV pour un boson W'_L , et de 12 à 78 GeV pour un boson W'_R . Le tableau 8.1 détaille les valeurs de ces largeurs pour différentes masses de boson W'_R et W'_L .

[0.2cm] $m_{W'}$ [TeV]	$\Gamma_{W'_L}^{LO}$ [GeV]	$\Gamma_{W'_L}^{NLO}$ [GeV]	$\Gamma_{W'_R}^{LO}$ [GeV]	$\Gamma_{W'_R}^{NLO}$ [GeV]
0.50	16.201	16.701	11.958	12.459
0.75	24.941	25.595	18.577	19.231
1.00	33.554	34.357	25.069	25.872
1.25	42.117	43.068	31.510	32.462
1.50	50.653	51.753	37.926	39.025
1.75	59.175	60.423	44.326	45.574
2.00	67.688	69.083	50.718	52.112
2.25	76.195	77.736	57.103	58.644
2.50	84.697	86.384	63.484	65.171
2.75	93.196	95.028	69.862	71.694
3.00	101.693	103.669	76.238	78.214

Tableau 8.1: Tableau récapitulatif des largeurs totales de désintégration LO et NLO pour des bosons W'_L et W'_R . Les couplages effectifs des bosons $W'_{R/L}$ sont tels que $g'_{R/L}/g = 1$. L'ensemble des calculs de largeur fut réalisé par Zack Zullivan et al.

Les sections efficaces des processus $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$, calculées à l'arbre par MADGRAPH5 sont corrigés à l'ordre NLO via l'application de facteurs correctifs, encore appelés *k-factors*. Ces facteurs correctifs, allant de 1.15 à 1.35 en fonction de la masse du boson W' considérée, ont été déterminés à partir de calculs NLO de QCD réalisés par Zack Zullivan et al. [150]. L'incertitude théorique sur la section efficace de production $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ varie de 5% pour les faibles hypothèses de masse de boson W' et jusqu'à 20% pour les hautes hypothèses de masse. Ces incertitudes sont essentiellement dominées par l'incertitude liée à la fonction de densité partonique CTEQ6L1 utilisée pour le calcul de section efficace. D'autres incertitudes liées aux précisions expérimentales de la constante de couplage fort α_s ou de la masse du quark top contribuent également.

Le processus $pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$ possédant le même état final que la production standard de quark top célibataire en voie s : $pp \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$, peut également entrer en interférence avec ce dernier [53]. Ainsi, un troisième scénario d'étude fut envisagé impliquant la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$

tenant compte d'effets d'interférences destructives. De la même façon que pour les deux scénarios initiaux. Les sections efficaces de ce processus calculés à l'arbre furent également normalisées aux sections efficaces NLO correspondantes par la procédure suivante. Tout d'abord la section efficace LO pour la production associée W/W'_L est donnée par la formule :

$$\sigma_{tot}^{LO} = \sigma_s + \sigma_{W'_L} + \sigma_{IT} = (\sigma_s + \sigma_{W'_L}) \times (1 + f_{IT}), \quad (8.2)$$

où σ_s et $\sigma_{W'_L}$ correspondent respectivement aux sections efficaces des productions $pp \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$ et $pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$, et σ_{IT} la contribution du terme d'interférence. Le terme f_{IT} est défini comme la fraction :

$$f_{IT} = \frac{\sigma_{IT}}{\sigma_s + \sigma_{W'_L}}. \quad (8.3)$$

On considère que la section efficace NLO peut s'écrire comme :

$$\sigma_{tot}^{NLO} = (\sigma_s \cdot k + \sigma_{W'_L} \cdot k') \times (1 + f_{IT}), \quad (8.4)$$

avec k et k' les facteurs correctifs NLO aux sections efficaces σ_s et $\sigma_{W'_L}$. Le facteur correctif k est obtenu à partir d'un calcul approximé NNLO de la section efficace de production $pp \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$ obtenu par Nikolaos Kidonakis et al. [154], tandis que les facteurs k' correspondent aux facteurs calculés par Zack Zullivan et al. [150]. Ainsi, les facteurs correctifs pour les échantillons W/W'_L sont donnés par :

$$k_{W/W'_L} = \sigma_{tot}^{NLO} / \sigma_{tot}^{LO}. \quad (8.5)$$

La table 8.2 résume les sections efficaces LO et les facteurs k associés aux corrections NLO des productions $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ ainsi que de la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$ en interférence.

$m_{W'}$ [TeV]	$pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$		$pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$		$pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$	
	σ_{LO} [pb]	k -factor	σ_{LO} [pb]	k -factor	σ_{LO} [pb]	k -factor
0.50	54.043	1.291	38.056	1.368	38.796	1.378
0.75	11.472	1.278	8.401	1.314	10.617	1.366
1.00	3.287	1.280	2.528	1.256	5.444	1.390
1.25	1.151	1.226	0.865	1.241	4.120	1.435
1.50	0.430	1.218	0.328	1.220	3.762	1.458
1.75	0.172	1.206	0.135	1.189	3.673	1.469
2.00	0.073	1.174	0.057	1.177	3.660	1.475
2.25	0.032	1.167	0.025	1.164	3.670	1.477
2.50	0.014	1.148	0.012	1.151	3.688	1.478
2.75	0.007	1.152	0.006	1.153	3.704	1.479
3.00	0.003	1.159	0.003	1.169	3.716	1.479

Tableau 8.2: Tableau récapitulatif des sections efficaces LO et des facteurs k associés aux corrections NLO des productions $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ ainsi que de la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$ en interférence. Les couplages effectifs des bosons $W'_{R/L}$ sont tels que $g'_{R/L}/g = 1$.

Enfin, afin d'étudier l'effet de l'intensité de couplage effectif sur la largeur de la résonance $t\bar{b}$ et donc sur la sensibilité de l'analyse, des échantillons d'événements supplémentaires ont été générés pour des valeurs $g'/g = 2, 3, 4$ et 5 pour différentes masses de bosons W'_L et W'_R . L'utilisation de ces échantillons sera discutée dans la suite de ce chapitre.

8.3 Sélection des événements

Expérimentalement, nous ne détectons pas directement le quark top dans l'état final. Ce dernier, ayant un temps de vie très court ($\tau \sim 10^{25}\text{s}$), se désintègre presque instantanément après être produit, et ce, quasi exclusivement en un boson W et un quark beau. Le boson W se désintègre à son tour soit hadroniquement en un quark et un antiquark, soit leptoniquement en un lepton chargé et un neutrino. Compte tenu d'un rapport d'embranchement $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}') = 67,6\%$, la désintégration dans un état final tout hadronique du quark top ($t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}'b$) est favorisée mais entraîne un bruit de fond combinatoire hadronique important. De ce fait, on choisira plutôt de regarder sa désintégration leptonique ($t \rightarrow Wb \rightarrow bl\nu$ qui présente une signature expérimentale plus propre liée à la présence d'un lepton, comme illustré figure 8.2). De plus, l'identification de deux quarks beaux dans ce processus réduira considérablement le bruit de fond.

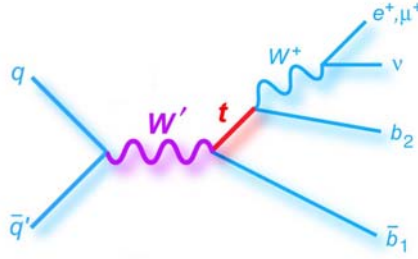


FIGURE 8.2: Diagramme de Feynman de la chaîne de production et de désintégration du boson W' .

Ensuite, la première étape de l'analyse consiste à définir un certain nombre de critères de sélection des événements visant à isoler la topologie de l'état final du signal recherché tout en réduisant au maximum la contamination du bruit de fond. Cette étape passe tout d'abord par l'établissement de critères de sélection sur les objets physiques puis sur l'événement dans son ensemble.

8.3.1 Sélection des objets physiques

Les objets physiques (jets, leptons, énergie transverse manquante) sont reconstruits selon les différents algorithmes présentés dans la section 4.5. Un certain nombre de critères de qualités supplémentaires sont appliqués sur ces objets afin d'améliorer la modélisation des variables cinématiques et réduire le bruit de fond. Cette section se propose de détailler ces différents critères de sélection.

- **Les électrons** : Un candidat électron, reconstruit à partir des critères *tight*, sera sélectionné si son énergie transverse est supérieure à 30 GeV et s'il se trouve dans une acceptance en pseudo-rapidité $\eta \in [0; 1.37] \cup [1.52; 2.47]$. De plus ce candidat électron devra avoir un paramètre d'impact transverse $z_0 < 2$ mm. Des critères d'isolation sont également appliqués sur les électrons afin d'éviter de sélectionner des électrons issus de la désintégration de hadrons de saveurs lourdes ou de conversions de photons. L'isolation utilisée, dite "à cône fixe", consiste en l'application de deux critères de sélection : l'un sur la somme des énergies transverses des dépôts d'énergie calorimétriques, notée $E_T^{\text{cône}}$, dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ autour de l'électron, tenant compte du phénomène de Bremsstrahlung, et l'autre sur les impulsions transverses des traces, notée $p_T^{\text{cône}}$, dans un cône de rayon $\Delta R = 0.3$ autour de l'électron. Les valeurs de ces sélections sont déterminées afin d'obtenir une efficacité d'isolation simulée de 90%.
- **Les muons** : De même que pour les électrons seuls les muons reconstruits à partir des critères *tight* seront sélectionnés si leur impulsion transverse est supérieure à 30 GeV et leur pseudo-rapidité est inférieure à 2.5 en valeur absolue. On exigera que le candidat muon ait un paramètre

d'impact transverse $z_0 < 2$ mm. Enfin, on appliquera également des critères d'isolation afin de réduire les contributions muoniques provenant de désintégrations de hadrons de saveurs lourdes. Le schéma d'isolation utilisé pour les muons, qualifié de "mini-isolation", définit la variable I_{mini} correspondant à la somme des impulsions transverses des traces situées dans un cône de largeur variable ΔR_{mini} autour du muon reconstruit et fonction de l'impulsion transverse du muon reconstruit $p_T(\mu)$:

$$\Delta R_{\text{mini}} = \frac{10 \text{ GeV}}{p_T(\mu)}. \quad (8.6)$$

Un muon sera considéré comme isolé si : $I_{\text{mini}} < 0.05 \times p_T(\mu)$.

- **Les jets** : L'ensemble des jets est reconstruit avec l'algorithme anti- k_T , présenté dans la section 4.5.3 avec un paramètre $R = 0.4$. Seuls les jets ayant une impulsion transverse $p_T > 25$ GeV et une pseudo rapidité $|\eta| < 2.5$ sont sélectionnés. Afin de réduire la contamination des jets d'impulsion transverse $p_T > 50$ GeV et une pseudo rapidité $|\eta| < 2.4$ par des radiations extérieures provenant du phénomène d'empilement d'événements, il est exigé qu'au moins 50% de la somme des impulsions transverses des traces associées au jet soient compatibles avec celle provenant des traces provenant du vertex primaire. Les jets se chevauchant avec des candidats électrons sélectionnés dans un cône de largeur $\Delta R = 0.2$ GeV sont rejetés de l'événement, ces derniers étant très susceptibles de correspondre aux mêmes objets physiques. Enfin l'identification des jets de saveurs lourdes est réalisé en utilisant l'algorithme MV1 présenté section 4.5.4 paramétré pour avoir une efficacité d'identification des jets de quark b de 70%, déterminée à partir d'événements simulés de paires de quark top $t\bar{t}$.
- **Énergie transverse manquante** : Enfin nous exigerons une énergie transverse manquante $E_T^{\text{miss}} > 35$ GeV afin de réduire le bruit de fond multijet.

8.3.2 Sélection et reconstruction des événements

Après avoir réalisé la présélection des objets physiques, des critères de sélection supplémentaires sont appliqués sur les événements afin d'isoler la topologie de l'état final recherché, illustré figure 8.2. Ainsi, ne seront sélectionnés que les événements ayant seulement un lepton dans l'état final : électron ou muon (incluant les désintégrations leptoniques des leptons taus), de l'énergie transverse manquante signifiant la présence d'un neutrino et exactement deux ou trois jets dont exactement deux d'entre eux sont identifiés comme des jets provenant de l'hadronisation de quarks b . La présence d'un troisième jet est motivée par la présence d'éventuelles radiations de gluons dans l'état initial ou l'état final de ce processus de haute énergie. Au-delà de trois jets, la contamination en bruit de fond du canal considéré devient trop importante vis-à-vis du nombre d'événements de signal attendu pour être utilisé. On définira ainsi quatre canaux d'analyse en fonction du type de lepton et du nombre de jets. Par la suite, chaque canal sera désigné par son nombre total de jets "X" et nombre de jets de quark b "Y" comme le canal "X-jet Y-tag".

De plus, il est possible que certains jets ayant une fraction électromagnétique élevée ou que certains leptons isolés provenant de désintégration de hadrons soient identifiés comme des leptons isolés. Ceci survient essentiellement dans les événements multi-jets. Afin de réduire cet effet, nous exploitons les propriétés cinématiques de ces jets. Un événement ayant un "faux lepton reconstruit" est caractérisé par une faible énergie transverse manquante et une faible masse transverse² du boson W dont on suppose qu'il provienne. On ne retiendra ainsi que les événements pour lesquels : $m_T(W) + E_T^{\text{miss}} > 60$

2. La masse transverse du boson W est définie comme $m_T(W) = \sqrt{2p_T^{\text{lep}} \cdot E_T^{\text{miss}} [1 - \cos(\Delta\phi(\text{lep}, E_T^{\text{miss}}))]}$.

GeV.

Enfin, une dernière sélection est appliquée sur la masse invariante reconstruite du boson W' , $m_{t\bar{b}} > 330$ GeV, obtenue à partir de la reconstruction du quadrivecteur impulsion-énergie du système composé du quark top et d'un quark b . Cette dernière sélection permet de réduire considérablement la contamination en bruit de fond et définit ce que l'on appellera par la suite la région de signal où sera réalisée la recherche du boson W' . Le produit de l'acceptance multipliée par l'efficacité de sélection en signal dans cette région est estimé à 5.5%, 2.2% et 2.1% (4.9%, 2.2%, 2.3%) pour des bosons W'_R (W'_L) ayant des masses respectivement de 1.0, 2.0 et 3.0 TeV. La diminution de l'acceptance pour des bosons W' de haute masse est due principalement à la diminution de l'efficacité d'identification des jets de quark b ainsi qu'à la présence de leptons échappant aux critères d'isolation. La suite de cette section détaille cette procédure de reconstruction de l'événement.

Régions de signal et de contrôle

Au-delà des régions de signal utilisées pour la recherche du boson W' proprement dites, il est également nécessaire de se doter d'un certain nombre de régions, dites de contrôle, orthogonales aux régions de signal, permettant d'évaluer la fiabilité des simulations Monte Carlo utilisées dans l'analyse. Ainsi dans ces régions où la contamination en signal est négligeable et où la physique est censée être complètement déterminée par le Modèle Standard, les distributions cinématiques des processus de bruits de fond pourront être comparées directement avec les données enregistrées par l'expérience. Les différentes régions de contrôle et de signal utilisées dans l'analyse sont résumées ci-dessous.

- **Régions de signal** : Les régions de signal sont définies par les échantillons d'événements 2/3-jet 2-tag pour lesquels la masse invariante reconstruite $m_{t\bar{b}} > 330$ GeV.
- **Régions de contrôle 2/3-jet 2-tag** : deux premières régions de contrôle sont définies à partir des échantillons d'événements possédant 2 ou 3 jets dont deux d'entre eux sont identifiés comme des jets de quark b , et pour lesquels $m_{t\bar{b}} < 330$ GeV. Cette sélection assure un rapport signal sur bruit de fond S/B diminuant rapidement avec l'augmentation de la masse du boson W' , avec des valeurs autour de 0.01% pour des bosons W' de 1.00 TeV. Ces régions de contrôles seront utilisées pour vérifier la modélisation des distributions des variables cinématiques utilisées dans l'analyse multivariée que nous détaillerons dans la suite de ce chapitre.
- **Régions de contrôle 2/3-jet 1-tag** : D'autres régions de contrôle sont définies à partir d'événements possédant toujours deux ou trois jets mais où seulement un jet est issu de quark b (1-tag). Ces régions, possédant une statistique bien supérieure aux régions de contrôle 2-tag, serviront également à vérifier la modélisation des distributions des variables cinématiques utilisées dans l'analyse multivariée. Dans ces échantillons d'événements, aucune sélection sur la masse invariante reconstruite $m_{t\bar{b}}$ n'est appliquée. Toutefois le rapport S/B reste négligeable ($\ll 1\%$) pour des masses de bosons W' 1 TeV et au-delà. Pour des bosons W' de masse inférieure, entre 0.50 et 0.75 TeV, les rapports S/B varie entre 1 et 8% en fonction du point de masse et du canal considéré, et ne peut plus être considéré comme négligeable. Cependant, nous savons de précédentes recherches, réalisées par les collaborations ATLAS, CMS, CDF et D0, que les sections efficaces de production du signal pour ces masses ont été exclues par plus d'un facteur 10 à 95% de niveau de confiance. C'est la raison pour laquelle, nous considérons que la contamination en signal à basse masse est également négligeable pour ces régions de contrôle.
- **Région de contrôle 4-jet 2-tag** : Une dernière région de contrôle est définie à partir d'événements contenant exactement 4 jets et dont deux d'entre eux sont identifiés comme des jets

de quark b . Cette région complémentaire est utilisée pour vérifier plus spécifiquement la modélisation du bruit de fond de paires de quarks top, qui y est dominant.

Calcul du p_z du neutrino et reconstruction du boson W

Le quadrivecteur impulsion-énergie du boson W , \mathbf{P}_W , est calculé en sommant les quadrivecteurs du lepton chargé \mathbf{P}_l et du neutrino \mathbf{P}_ν :

$$\mathbf{P}_W = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_\nu. \quad (8.7)$$

À la différence du quadrivecteur du lepton chargé, pouvant être complètement déterminé par les mesures expérimentales de son impulsion et de son énergie, le quadrivecteur du neutrino doit être reconstruit. Tout d'abord, nous partons de l'hypothèse que l'énergie manquante de l'événement sélectionné est emportée par un unique neutrino, provenant de la désintégration du boson W . Expérimentalement, seule l'énergie transverse manquante E_T^{miss} est accessible. Le neutrino n'interagissant pas dans le détecteur, on assimile alors cette énergie transverse manquante à son impulsion transverse $p_{T,\nu}$. Ainsi, seules les composantes x et y de sa quadri-impulsion sont connues.

Ce neutrino étant issu de la désintégration d'un boson W sur couche de masse, la masse au pôle du boson W : $m_W = 80.4$ GeV est utilisée comme contrainte afin de déterminer la composante z ($P_{z,\nu}$) de sa quadri-impulsion en résolvant l'équation du second degré suivante :

$$p_{z,\nu}^2 - 2 \frac{\mu \cdot p_{z,l}}{E_l^2 - p_{z,l}^2} \cdot p_{z,\nu} + \frac{E_l^2 \cdot p_{T,\nu}^2 - \mu^2}{E_l^2 - p_{z,l}^2} = 0, \quad (8.8)$$

$$\text{avec } \mu = \frac{m_W^2}{2} + \cos(\Delta\Phi) \cdot p_{T,l} \cdot p_{T,\nu}, \quad (8.9)$$

où $p_{z,l}$ représente la troisième composante de l'impulsion du lepton et E_l son énergie. $\Delta\Phi$ désigne la différence d'angle azimutal entre l'impulsion du lepton et la direction de l'énergie transverse manquante. La solution générale de l'équation différentielle Eq.(8.8) est donnée par :

$$p_{z,\nu}^\pm = \frac{\mu \cdot p_{z,l}}{P_{T,l}^2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \cdot p_{z,l}^2}{p_{T,l}^4} - \frac{E_l^2 \cdot p_{T,\nu}^2 - \mu^2}{p_{T,l}^2}}. \quad (8.10)$$

Dans le cas où l'on obtient deux solutions réelles, la plus petite solution de $|P_{z,\nu}|$ donne la meilleure résolution sur la composante longitudinale. Cependant, le discriminant sous la racine peut devenir négatif si le pic de masse transverse du boson W est plus large que celui de la masse au pôle utilisée comme contrainte. Une solution imaginaire est alors obtenue. La raison physique à l'origine d'une solution complexe traduit l'imperfection de la mesure de l'énergie transverse manquante. Cependant, si seulement la partie réelle de la solution $p_{z,\nu}$ est choisie, l'équation (8.8) n'est plus satisfaite car la contrainte sur la masse du boson W n'est plus valide. Une façon de résoudre le problème est d'éviter ces solutions complexe en ajustant les composantes x et y de l'énergie manquante de sorte que $m_T(W) = m(W)$ et que le terme sous la racine de l'équation (8.10) s'annule.

Reconstruction du quark top et du boson W'

Le quadrivecteur impulsion-énergie du quark top, \mathbf{P}_{top} , est reconstruit en sommant les quadrivecteurs du boson W et d'un jet reconstruit et identifié comme un jet de provenant d'un quark beau.

$$\mathbf{P}_{\text{top}} = \mathbf{P}_W + \mathbf{P}_{\text{top-jet}}. \quad (8.11)$$

Parmi tous les jets susceptibles de répondre à ce critère, le jet permettant d'obtenir la masse invariante du quark top reconstruite la plus proche de la valeur simulée ($m_{\text{top}} = 172.5 \text{ GeV}$) est alors sélectionnée. Ce jet, renommé par la suite "top-jet" est associé au jet b_2 représenté sur le diagramme de la figure 8.2. Le quadri-vecteur impulsion énergie du boson W' est ensuite calculé en sommant les quadri-vecteurs du quark top reconstruit et du second b-jet sélectionné :

$$\mathbf{P}_{W'} = \mathbf{P}_{\text{top}} + \mathbf{P}_{b_1}. \quad (8.12)$$

Pour les topologies à 3 jets, le troisième jet, sera associé au jet de plus haute impulsion transverse restant dans l'événement.

Enfin, pour les topologies 1-tag, le "top-jet" est tout d'abord sélectionné parmi tous les jets de l'événement (étiquetés comme des jets provenant de quarks beaux ou non). Si ce "top-jet" est identifié comme un jet provenant d'un quark beau, le jet de plus haute impulsion transverse restant sera associé au boson W' . en revanche si le "top-jet" n'est pas identifié comme un jet de quark beau, alors le seul b-jets de l'événement sera associé au boson W' .

8.4 Caractérisation et estimation des bruits de fond

Afin de mettre en évidence le boson W' au sein des collisions enregistrées par ATLAS, la stratégie générale est de chercher à caractériser un excès de processus de signal $W' \rightarrow t\bar{b}$, par rapport à un ensemble de bruits de fond, c'est-à-dire à des processus ayant la même signature expérimentale que le signal. La caractérisation ainsi que l'estimation de ces bruits de fond constitue donc une étape fondamentale de l'analyse.

D'une manière générale, les bruits de fond affectant les analyses de physique proviennent essentiellement de deux sources. Tout d'abord, on compte les bruits de fond physique, caractérisés par des processus prédits par le Modèle Standard et dont certains états finals peuvent passer les critères de sélections. La figure 8.3 résume les sections efficaces mesurées par ATLAS de la plupart de ces processus. D'autre part, on compte les bruits de fond instrumentaux pouvant être liés à la reconstruction imparfaite de certains objets physique.

Standard Model Production Cross Section Measurements

Status: July 2014

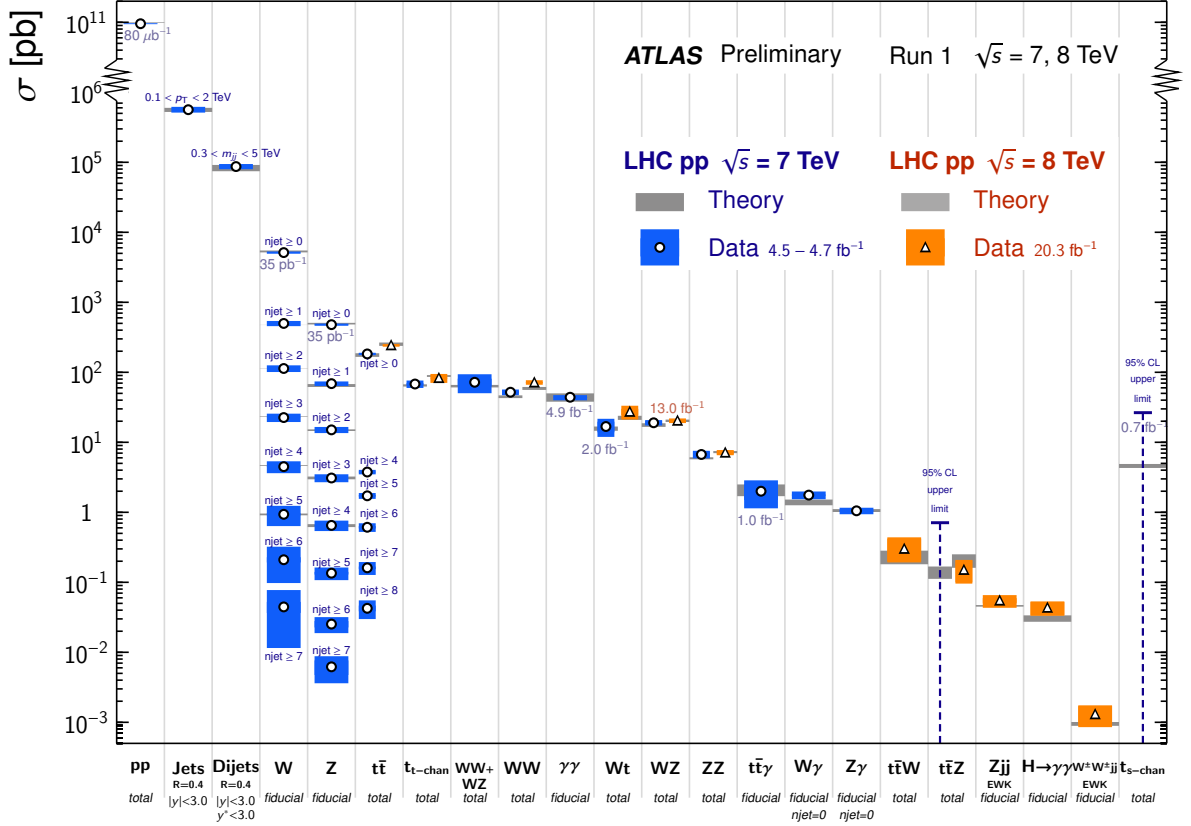


FIGURE 8.3: Mesures réalisées par ATLAS de plusieurs sections efficaces totales et fiducielles de processus du Modèle Standard. Ces sections efficaces sont corrigées des facteurs d'embranchements leptoniques et comparées à leur valeur attendue théorique. Toutes les sections efficaces sont calculées au NLO ou aux ordres supérieurs [155].

La suite de cette section présente brièvement les différents bruits de fond affectant cette analyse ainsi que les procédures employées pour estimer leurs contributions dans les régions de signal.

8.4.1 Caractérisation des bruits de fond

Les bruits de fond dominants :

- **Paires de quarks top $t\bar{t}$** : La production de paires de quarks top par interaction forte constitue la production dominante de quark top et le principal bruit de fond de notre analyse. Au LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, la section efficace de production théorique de tels processus calculés à l'ordre NNLO est de 253^{+13}_{-15} pb pour une masse du quark top de 172.5 GeV [156, 157, 158, 159, 160, 161, 162].

Typiquement si un lepton ne passe pas les critères de sélection, un événement $t\bar{t}$ ayant un état final dileptonique, comme illustré figure 8.4(a), peut reproduire la topologie du signal avec la présence de deux jets, d'un lepton de haute impulsion transverse et d'énergie transverse manquante importante. De même, des états finals semi-leptoniques, comme celui illustré figure 8.4(b) où par exemple un ou plusieurs jets légers de trop basse impulsion transverse n'auraient pas passé les critères de sélections, pourra reproduire la topologie du signal recherché. Pour l'analyse, des échantillons d'événements $t\bar{b}$ ont été simulés avec le générateur POWHEG+PYTHIA6.

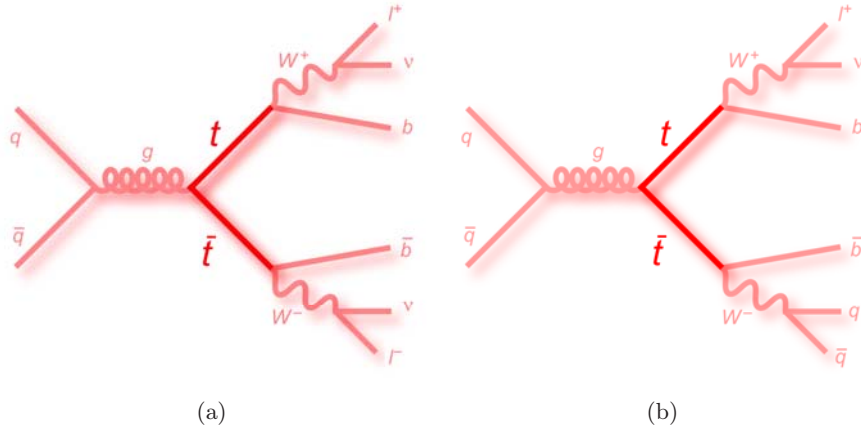


FIGURE 8.4: Diagramme de Feynman de productions de paires de quark top $t\bar{t}$ dans les finals (a) di-leptonique et (b) semi-leptonique.

- **Productions W +jets** : La production de bosons W associés à des jets, pour lesquels un lepton isolé et un neutrino sont produits, constitue la deuxième source de bruits de fond de l'analyse tant leur topologie d'événement peut reproduire celle du signal et leur section efficace de production est importante (cf. figure 8.6). Compte tenu des critères de sélections appliqués, les processus impliquant la production de jets de saveurs lourdes, contribuent majoritairement à ce bruit de fond. En particulier, les figures 8.5(a) et 8.5(b) présentent deux exemples de diagrammes de Feynman de processus produisant un boson W se désintégrant en un lepton et un neutrino et deux ou trois jets, dont deux d'entre eux correspondent à des jets de quarks b .

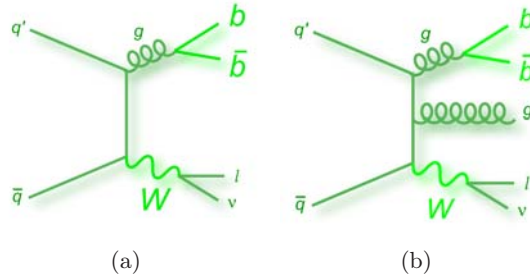


FIGURE 8.5: Exemple de diagrammes de Feynman de production (a) diboson WW et (b) $Z + jets$.

Des échantillons d'événements simulés avec le générateur ALPGEN+PYTHIA sont utilisés pour la modélisation de ce bruit de fond dans l'analyse. Pour chaque canal $W \rightarrow l\nu$, $W \rightarrow l\nu b\bar{b}$, $W \rightarrow l\nu c\bar{c}$ et $W \rightarrow l\nu c$ plusieurs échantillons ont été produits contenant des partons supplémentaires dans l'état final. Ce nombre de partons tient compte de ceux émis lors du processus partonique initial. Le tableau A.1 en annexe présente les sections efficaces LO et des facteurs k associés aux corrections NLO de l'ensemble des productions W +jets considérées dans l'analyse. L'utilisation d'échantillons différents selon la multiplicité des partons plutôt qu'un seul échantillon inclusif par canal améliore la modélisation de ce bruit de fond. Le tableau présente les abondances relatives de chaque saveur de bruit de fond W +jets dans les régions de signal à 2 et 3jets compte tenu des critères de sélection appliqués dans l'analyse.

	Canal 2-jet 2-tag	Canal 3-jet 2-tag
$Wbb+\text{jets}$	55%	61%
$Wcc+\text{jets}$	13%	14%
$Wc+\text{jets}$	19%	18%
$W+\text{light jets}$	12%	7%

Tableau 8.3: Abondances relatives de chaque saveur du bruit de fond $W+\text{jets}$ dans les régions de signal à 2 et 3 jets compte tenu des critères de sélection appliqués dans l'analyse.

Autres bruits de fond mineurs :

- **Productions de quarks top célibataire (*single top*)** : Les productions de quarks top célibataires par interaction faible représentent le deuxième mécanisme de production de quark top. Cette production se manifeste suivant trois modes. la production en voie t , illustrée par la figure 8.6(a), qui est dominante avec une section efficace de $\sigma_t = 87.76^{+3.44}_{-1.91}$ pb [163] au LHC pour une masse de quark top de 172.5 GeV et une énergie dans le centre de masse 8TeV. La production associée d'un quark top et d'un boson W (Wt), illustrée par la figure 8.6(b), qui correspond à la deuxième contribution avec une section efficace de $\sigma_{Wt} = 22.37 \pm 1.52$ pb [164]. Et enfin la production en voie s , illustrée par la figure 8.6(c), avec une section efficace de $\sigma_s = 5.61 \pm 0.22$ pb [165] et ayant exactement la même topologie que le signal recherché. Pour l'analyse, des échantillons d'événements *single top* ont été simulés avec le générateur POWHEG+PYTHIA6 pour les voies s et Wt , et le générateur ACERMC+PYTHIA6 pour la voie t .

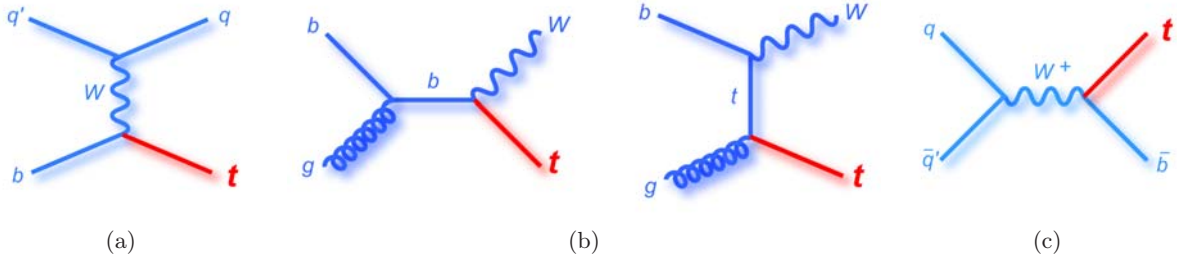


FIGURE 8.6: Diagrammes de Feynman de production de quark top célibataire en (a) voie t , (b) voie Wt et (c) voie s .

- **Dibosons et $Z+\text{jets}$** : D'autres processus électrofaibles tels que les productions de dibosons (WW , WZ , ZZ) où au moins un boson de jauge se désintègre leptoniquement, comme illustré par la figure 8.7(a), contribuent également, bien que faiblement aux bruits de fond physiques. De même, les productions de bosons Z associées à des jets dans les états finals semi-leptoniques où un lepton ne passe pas les critères de sélection, peuvent également reproduire la topologie du signal recherché. Cependant la contribution de ce bruit de fond (figure 8.7(b)) reste également très faible. Pour l'analyse, des échantillons d'événements di-bosons simulés avec le générateur HERWIG/JIMMY ont été produits. Le tableau A.2 en annexe présente les sections efficaces LO et des facteurs k associés aux corrections NLO de l'ensemble des productions $Z+\text{jets}$ et dibosons considérées dans l'analyse.

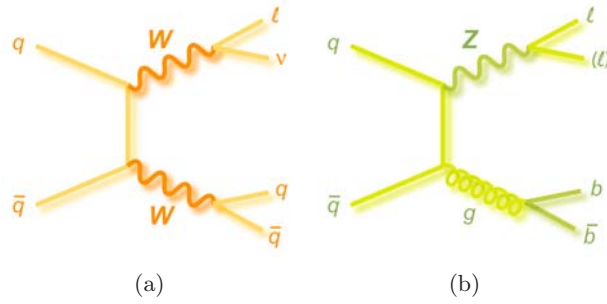


FIGURE 8.7: Exemple de diagrammes de Feynman de production (a) diboson WW et (b) $Z + jets$.

- **Productions multi-jets** : Enfin, un dernier bruit de fond de nature instrumentale peut provenir des productions QCD multi-jets où certains jets ayant une fraction électromagnétique élevée peuvent être identifiés comme des leptons, comme illustré figure 8.8. La présence de ces faux leptons, encore appelés *fakes leptons*, dans ces événements permettent à une certaine fraction d'entre eux de passer les critères de sélections. On précisera que certains leptons isolés provenant de désintégration de hadrons peuvent également être identifiés comme des leptons isolés et contribuer à ce bruit de fond. Toutefois leurs contributions dans les topologies d'événements recherchées restent mineures.

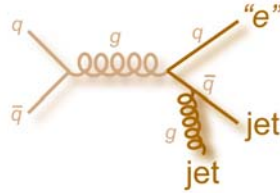


FIGURE 8.8: Exemple de diagramme de Feynman d'une production multi-jet où un jet est identifié à un électron.

8.4.2 Estimations des bruits de fond

La plupart des bruits de fond présentés ci-dessus sont modélisés à partir de simulations Monte-Carlo et normalisés leurs à prédictions théoriques. La table 8.4 résume les générateurs Monte Carlo utilisés dans la simulation de ces processus. Seuls, les bruits de fond multi-jets et W +jets font l'objet d'une procédure particulière d'estimation contrainte par les données expérimentales. Les sections suivantes détaillent ces procédures.

Processus	Générateur	Hadronisation	PDF
$t\bar{t}$	POWHEG	PYTHIA6	CT10
Single-top voie t	ACERMC	PYTHIA6	CTEQ6L1
Single-top voie Wt	POWHEG	PYTHIA6	CT10
Single-top voie s	POWHEG	PYTHIA6	CT10
W +jets	ALPGEN	PYTHIA6	CTEQ6L1
Diboson	HERWIG		CTEQ6L1
Z +jets	ALPGEN	PYTHIA6	CTEQ6L1
$W'_{R/L}$ signal	MADGRAPH5	PYTHIA8	CTEQ6L1

Tableau 8.4: Résumé des générateurs Monte Carlo utilisés dans la simulation des processus de bruits de fond et de signal.

Estimation du bruit de fond multi-jets

La contribution des événements multi-jets dans les canaux électron et muon est estimé dans les données grâce à la *méthode de la matrice* [166]. Cette méthode est basée sur la sélection dans les données de deux catégories d'événements ayant des critères d'identification *loose* et *tight*, comme décrit dans la section 4.5.1.

Le nombre d'événements contenant un lepton *loose* s'écrit :

$$N^{\text{loose}} = N_{\text{real}}^{\text{loose}} + N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (8.13)$$

où $N_{\text{real}}^{\text{loose}}$ et $N_{\text{fake}}^{\text{loose}}$ représente les nombres d'événements contenant un faux ou un vrai lepton, passant les critères de sélection *loose*. Le rapport entre le nombre d'événements ayant les critères de sélection *loose* ou *tight* peut s'exprimer en matière d'efficacité de sélection où cette efficacité est différente entre faux et vrais leptons. Le nombre d'événements sélectionnés utilisant les critères *tight* pourra s'écrire de la façon suivante :

$$N^{\text{tight}} = \epsilon_{\text{real}} N_{\text{real}}^{\text{loose}} + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{fake}}^{\text{loose}}, \quad (8.14)$$

avec ϵ_{real} et ϵ_{fake} les efficacités de sélection des vrais et faux leptons considérés comme *tight*. Ces efficacités sont définies de la façon suivante :

$$\epsilon_{\text{real}} = \frac{N_{\text{real}}^{\text{tight}}}{N_{\text{real}}^{\text{loose}}} \quad \text{et} \quad \epsilon_{\text{fake}} = \frac{N_{\text{fake}}^{\text{tight}}}{N_{\text{fake}}^{\text{loose}}}, \quad (8.15)$$

avec $N_{\text{real}}^{\text{tight}}$ et $N_{\text{fake}}^{\text{tight}}$ les fractions de vrais et faux leptons passant les critères *tight*. Le nombre de faux leptons passant les critères *tight* pourra donc s'exprimer de la façon suivante :

$$N_{\text{fake}}^{\text{tight}} = \frac{\epsilon_{\text{fake}}}{\epsilon_{\text{real}} - \epsilon_{\text{fake}}} (N^{\text{loose}} \epsilon_{\text{real}} - N^{\text{tight}}). \quad (8.16)$$

Les différentes efficacités et taux de faux lepton sont mesurés à partir de données dans des régions de contrôles enrichies respectivement en vrais et faux leptons [166]. Pour les électrons, les efficacités sont mesurés grâce à la méthode *tag-and-probe* sur des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ tandis que les taux de faux leptons sont mesurés en comptant le nombre d'événements dans des échantillons de données e +jets à faible masse transverse du boson W ($m_T(W)$) et dans le plan $m_T(W) + E_T^{\text{miss}}$. Pour les muons, les efficacités sont mesurées dans les données, dans des échantillons d'événements μ +jets à large $m_T(W)$, tandis que les taux de faux lepton sont mesurés en comptant le nombre d'événements μ +jets pour lequel la signification statistique du paramètre d'impact transverse $d_0/\sqrt{\sigma(d_0)} > 5$.

Enfin pour calculer les contributions en bruit de fond multi-jet dans l'échantillon de données disponibles, chaque événement de l'échantillon de données *loose* est pondéré par rapport à la qualité *loose* ou *tight* du lepton sélectionné, en utilisant les formules suivantes :

$$w_{\text{tight}} = \epsilon_{\text{fake}} \frac{\epsilon_{\text{real}} - 1}{\epsilon_{\text{real}} - \epsilon_{\text{fake}}} \quad \text{et} \quad w_{\text{loose}} = \frac{\epsilon_{\text{fake}} \epsilon_{\text{real}}}{\epsilon_{\text{real}} - \epsilon_{\text{fake}}}. \quad (8.17)$$

Une incertitude systématique sur la contribution de faux leptons est estimée en propageant les incertitudes sur les efficacités et les taux de faux leptons mesurés dans le calcul des poids w_{tight} et w_{loose} . Plusieurs sources indépendantes d'incertitudes systématiques sont prises en compte. Tout d'abord le nombre total d'événements attendus Monte-Carlo représentant la contamination en faux lepton dans les régions de contrôle utilisés pour l'estimation des taux de faux leptons est entaché d'une incertitude de 10%. D'autres sources d'incertitudes sont obtenues en comparant des méthodes alternatives pour la paramétrisation du taux de faux leptons ou encore la détermination des efficacités d'identification, à la méthode nominale. Une première méthode, nommée *fake alternate*, utilise une paramétrisation

différente du taux de faux leptons. Une deuxième méthode, nommée *real alternate*, repose quant à elle sur le comptage du nombre d'événements dans des échantillons de données électron+jets ou $Z \rightarrow \mu\mu$ afin d'extraire les efficacités de sélection des vrais leptons. Enfin, dans la méthode *fake Monte Carlo*, le nombre d'événements attendus estimé à partir de simulation Monte Carlo pour la contamination en vrais leptons dans les régions de contrôles est utilisé pour calculer les taux de faux lepton. Le tableau 8.5 présente les nombres attendus d'événements du bruit de fond multi-jet obtenus à partir de la méthode nominale et les méthodes alternatives ainsi que leur différence relative par rapport à l'estimation nominale dans les régions de signal à deux et trois jets. Par la suite une incertitude systématique globale de $\pm 50\%$ sera attribuée à la contribution de bruit de fond multi-jet.

	Canal 2-jet 2-tag	
	Électron	Muon
Nominale	255	122
Fake alternate	181 (-29%)	115 (-6%)
Fake MC down	298 (+16%)	134 (+10%)
Fake MC up	218 (-14%)	117 (-4%)
Real alternate	246 (-4%)	-
	Canal 3-jet 2-tag	
	Électron	Muon
Nominale	136	75
<i>Fake alternate</i>	95 (-30%)	86 (+14%)
<i>Fake MC down</i>	159 (+16%)	84 (+12%)
<i>Fake MC up</i>	113 (-17%)	73 (-3%)
<i>Real alternate</i>	131 (-4%)	-

Tableau 8.5: Nombres attendus d'événements de bruit de fond multi-jet obtenus à partir de la méthode nominale et par des méthodes alternatives ainsi que leur différence relative avec l'estimation nominale dans les régions de signal à deux et trois jets.

Estimation du bruit de fond W +jets

Bien que les distributions cinématiques du bruit de fond W +jets soient obtenues à partir de la simulation Monte Carlo, la normalisation globale de ce bruit de fond peut en principe être estimée grâce aux données dans des régions de contrôle afin d'améliorer l'accord total entre les données et simulation Monte Carlo dans les régions de signal. Ceci est possible, compte tenu du fait que les compositions en événements W +jets dans les régions de contrôle et de signal sont supposées très similaires.

La méthode suivie repose sur la détermination d'un facteur de normalisation globale à appliquer au bruit de fond W +jets. Dans les régions de contrôle à 2-tag, le nombre d'événements W +jets peut être estimé en soustrayant aux données N_{data} les contributions du bruit de fond multi-jets N_{Multijet} et de l'ensemble des autres bruits de fond Monte Carlo ($Z + jets$, $t\bar{t}$, productions de quarks top célibataires et dibosons) :

$$N_{\text{data}}^{W+jets} = N_{\text{data}} - N_{\text{Multi-jets}} - N_{\text{MC}} \quad (8.18)$$

Les facteurs de correction globaux sur le nombre d'événement W +jets est ensuite calculé dans les régions de contrôles à 2-tag comme le rapport (8.19), puis seront appliquée dans les régions de signal.

$$SF^{W+jets} = \frac{N_{\text{data}}^{W+jets}}{N_{\text{MC}}^{W+jets}} \quad (8.19)$$

Dans le même esprit que pour l'estimation du bruit de fond multi-jets, des incertitudes systématiques sont calculées sur ces facteurs de normalisation en propageant l'effet des incertitudes systématiques dominantes sur les nombres d'événements attendus des différents bruits de fond. Ces incertitudes seront détaillées dans la suite de ce chapitre. La table 8.6 résume de facteurs de normalisation obtenus dans chaque canal d'analyse.

	Canal 2-jet 2-tag		Canal 3-jet 2-tag	
	Électron	Muon	Électron	Muon
SF^{W+jets}	$1.3^{+50\%}_{-60\%}$	$1.6^{+40\%}_{-40\%}$	$1.2^{+180\%}_{-140\%}$	$1.7^{+100\%}_{-100\%}$

Tableau 8.6: Valeur des facteurs de normalisation du bruit de fond W +jets dans pour les quatre canaux d'analyse.

On remarque que pour les canaux 3-jet, les incertitudes obtenues par cette méthode sont très importantes avec des valeurs supérieures à 100%. L'origine de telles incertitudes est liée à la faible contribution du fond W +jets dans ces canaux, essentiellement dominées par le bruit fond $t\bar{t}$ et où la fraction de nombre d'événements attendus W +jets est inférieure à 10%. Ceci entraîne ainsi de larges fluctuations statistiques sur le nombre d'événements attendus W +jets estimé dans les données N_{data}^{W+jets} . Compte tenu de cette difficulté, il fut choisi de ne pas appliquer de facteurs de normalisation dans les canaux 3-jet où le bruit de fond W +jets est utilisé comme les autres bruits de fond simulés classiques. Au final, seuls les canaux 2-jet font l'objet d'une correction. Dans les autres canaux une incertitude théorique de $\pm 34\%$ pour les canaux 2-jet 1-tag et $\pm 42\%$ pour les canaux 3-jet 1/2-tag est appliquée [167].

Validation

Le tableau 8.7 résume les nombres d'événements de données et de bruits de fond attendus pour une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} dans les régions de contrôle 2/3-jet 1/2-tag. Les nombres d'événements W +jets sont normalisés à leurs prédictions théoriques à l'exception des canaux 2-jet 2-tag où un facteur correctif obtenu par la méthode décrite ci-dessus est appliqué. On observe une différence relative entre le nombre total d'événements de bruit de fond et les données relativement faible variant entre 1.4 et 5.1 % dans les différentes régions de contrôle, à l'exception des canaux 2-jet 2-tag où cette différence relative est nulle par construction.

Au-delà du nombre d'événements attendus de bruit de fond, il est également important de contrôler la modélisation des distributions cinématiques dans ces régions de contrôles. Ce travail fut réalisé pour un grand nombre de variables et les figures 8.9 et 8.10 en présentent une sélection. D'autres distributions sont présentées en annexe D. Une bonne compatibilité est observée entre les distributions simulées et les données au regard des incertitudes reportées sur les graphiques. Ces incertitudes incluent les incertitudes liées aux prédictions théoriques des bruits de fond $t\bar{t}$, *single-top*, diboson et Z +jets, aux corrections de normalisation pour les bruits de fond multi-jets et W +jets, ainsi que l'incertitude statistique liée à la taille limitée des échantillons d'événement sélectionnés. Le tableaux 8.8 résume les incertitudes relatives théoriques et de normalisation prises en compte.

	Canal 2-jet 1-tag		Canal 3-jet 1-tag	
	Électron	Muon	Électron	Muon
$t\bar{t}$	23300 ± 100	28700 ± 100	38300 ± 100	46900 ± 100
Single-top voie t	8800 ± 30	10900 ± 40	4000 ± 20	5000 ± 30
Single-top voie Wt	3800 ± 100	4400 ± 100	4000 ± 100	4800 ± 60
Single-top voie s	510 ± 5	660 ± 6	200 ± 3	270 ± 4
Wbb +jets	12000 ± 100	16100 ± 100	5700 ± 100	7900 ± 100
Wcc +jets	11300 ± 100	15500 ± 100	5500 ± 100	7500 ± 100
Wc +jets	37800 ± 300	49800 ± 300	10400 ± 100	13300 ± 200
W +light jets	16900 ± 200	23000 ± 300	5300 ± 100	7800 ± 100
Diboson	1600 ± 20	2000 ± 20	600 ± 10	770 ± 20
Z +jets	2200 ± 100	2200 ± 100	1160 ± 30	910 ± 30
Multi-jets	15300 ± 100	11200 ± 100	6200 ± 100	4000 ± 100
Total bruit de fond	133000 ± 400	165000 ± 500	81000 ± 200	99000 ± 300
Données	129262	173482	79179	101562
Diff. Relat.	3.1%	5.0%	2.7%	2.5%
	Canal 2-jet 2-tag		Canal 3-jet 2-tag	
	Électron	Muon	Électron	Muon
$t\bar{t}$	5300 ± 40	6400 ± 40	14000 ± 60	18000 ± 70
Single-top voie t	910 ± 10	1200 ± 10	1200 ± 20	1500 ± 20
Single-top voie Wt	250 ± 10	290 ± 20	560 ± 20	670 ± 20
Single-top voie s	250 ± 3	310 ± 4	110 ± 2	140 ± 3
Wbb +jets	1100 ± 40	2100 ± 70	720 ± 30	960 ± 40
Wcc +jets	290 ± 20	470 ± 40	160 ± 20	220 ± 20
Wc +jets	420 ± 30	690 ± 50	210 ± 20	280 ± 30
W +light jets	180 ± 30	520 ± 100	77 ± 15	120 ± 20
Diboson	120 ± 5	150 ± 6	55 ± 4	66 ± 4
Z +jets	6 ± 3	25 ± 9	20 ± 5	11 ± 3
Multi-jets	530 ± 20	350 ± 20	330 ± 30	160 ± 20
Total bruit de fond	9400 ± 100	12400 ± 100	17800 ± 100	21900 ± 100
Données	9374	12418	18022	22957
Diff. Relat.	0.00%	0.00%	1.4%	5.1%

Tableau 8.7: Nombres d'événements de données et de bruits de fond attendus pour une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} dans les régions de contrôle des canaux 2/3-jet 1/2-tag. Les nombres d'événements W +jets sont normalisés à leurs prédictions théoriques à l'exception du canal 2-jet 2-tag où un facteur correctif dérivé des données est appliqué. Les incertitudes reportées pour chaque processus correspondent aux incertitudes statistiques liées à la taille limitée des échantillons d'événements sélectionnés.

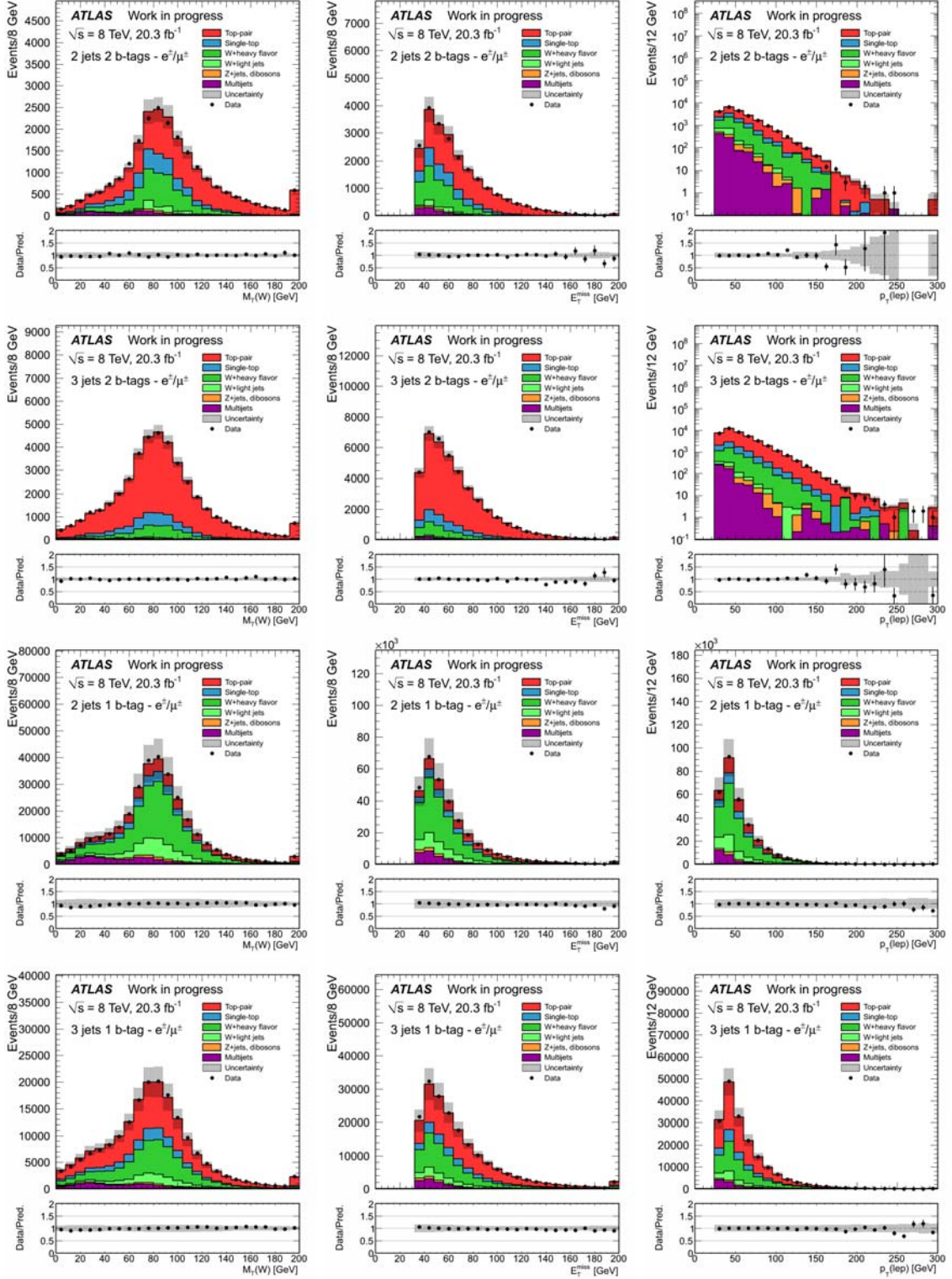


FIGURE 8.9: Distributions de la masse transverse du boson W , de l'énergie transverse manquante ainsi que de l'impulsion transverse du lepton dans les régions de contrôles 2/3-jet 1/2-tag. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

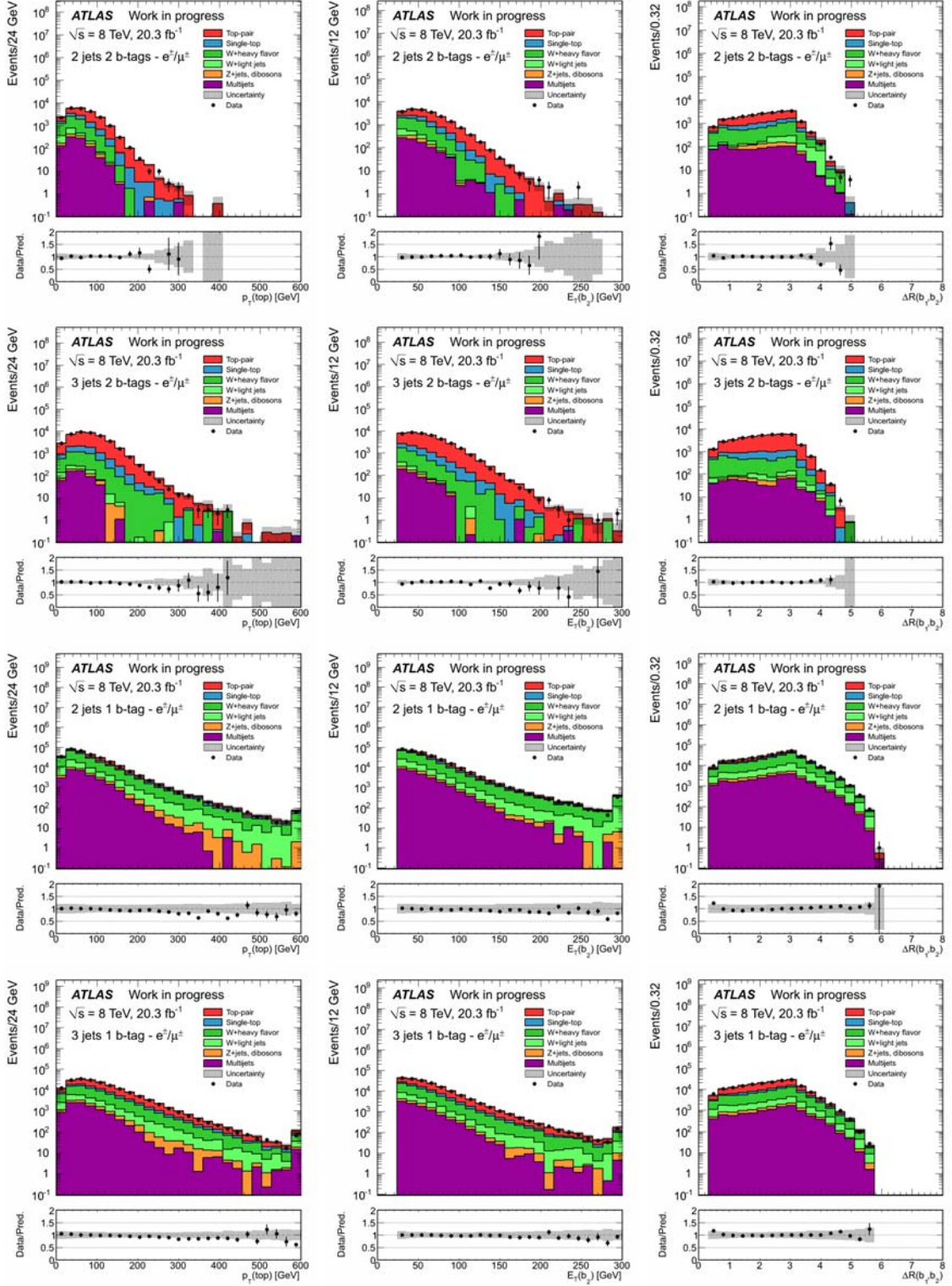


FIGURE 8.10: Distributions de l'impulsion transverse du quark top, de l'énergie transverse du "top-jet" ainsi que du ΔR entre le lepton et le "top-jet" dans les régions de contrôles 2/3-jet 1/2-tag. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

Processus	Incertitudes relatives en %		Canaux spécifiques
	Théorie	Normalisation	
$t\bar{t}$	-5.9/+5.1	-	-
Single-top voie t	-2.5/+3.9	-	-
Single-top voie Wt	-6.8/+6.8	-	
Single-top voie s	-3.9/+3.9	-	
Z +jets/Diboson	-34/+34	-	2-jet 1/2-tag
	-42/+42	-	3-jet 1/2-tag
W +jets	-	-61/+52	2-jet 2-tag e^\pm
	-	-42/+37	2-jet 2-tag μ^\pm
	-34/+34	-	2-jet 1-tag
	-42/+42	-	3-jet 1/2-tag
Multi-jets	-	-50/+50	-

Tableau 8.8: Incertitudes théoriques et de normalisation reportées sur les graphiques de validation des distributions cinématiques dans les régions de contrôle et de signal.

8.5 Analyse multivariée par arbres de décision boostés

8.5.1 Motivations et stratégie d'analyse

Le tableau 8.9 présente les nombres d'événements attendus d'un signal de boson W'_R pour quelques hypothèses de masse et pour les différentes contributions de bruit de fond dans les régions de signal 2/3-jet 2-tag. On observe que malgré les critères de sélection d'événements appliqués, l'analyse souffre d'une contamination en bruit de fond importante, ce qui limite fortement notre capacité à mettre en évidence un signal de boson W' , en particulier à haute masse où le nombre d'événements attendus est très faible.

	Canal 2-jet 2-tag	Canal 3-jet 2-tag
W'_R (0.5 TeV)	15400 ± 270	9950 ± 210
W'_R (1.0 TeV)	720 ± 10	800 ± 10
W'_R (1.5 TeV)	49 ± 1	67 ± 1
W'_R (2.0 TeV)	4.9 ± 0.2	7.3 ± 0.2
W'_R (2.5 TeV)	0.80 ± 0.03	1.00 ± 0.03
W'_R (3.0 TeV)	0.26 ± 0.01	0.29 ± 0.01
$t\bar{t}$	6450 ± 60	17700 ± 100
Single-top voie t	900 ± 20	1190 ± 20
Single-top voie Wt	320 ± 20	850 ± 30
Single-top voie s	250 ± 5	137 ± 4
W +jets	2700 ± 250	1800 ± 140
Diboson	100 ± 10	70 ± 6
Z +jets	17 ± 6	14 ± 4
Multijets	380 ± 30	210 ± 33
Total bruit de fond	11100 ± 350	22000 ± 400

Tableau 8.9: Nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond dans les régions de signal 2/3-jet 2-tag. Les incertitudes représentées prennent en compte les incertitudes statistiques liées à la taille limitée des échantillons d'événements sélectionnés.

Il est donc nécessaire de trouver une approche visant à rejeter au maximum ce bruit de fond, sans pour autant éliminer le signal. Nous nous sommes tournés vers une technique d'analyse multivariée utilisant des arbres de décision boostés (BDT pour *Boosted Decision Trees*). Cette technique d'analyse, présentée au chapitre 6, offre une approche élégante qui combine le pouvoir discriminant de plusieurs variables cinématiques pour construire un classificateur d'événements ayant la capacité de discriminer le signal du bruit de fond. Comme nous l'avons vu section 6.4, la mise en place de ce type l'analyse repose en grande partie sur la paramétrisation et l'optimisation de l'algorithme de BDT. Toutefois, en amont il faut également définir les échantillons d'événements de signal et de bruit de fond servant à l'entraînement et au test de l'algorithme.

Tout d'abord, compte tenu des différences cinématiques entre les signaux de bosons W'_R et W'_L , il est judicieux de réaliser l'entraînement d'un algorithme de BDT spécifiquement pour chacune des deux recherches, et ce, dans chacune des régions de signal à 2 ou 3 jets. On précisera qu'on ne distinguera pas les canaux électron et muon séparément. Ce qui nous permettra de travailler avec des échantillons d'événements de statistiques plus importantes. Enfin, dans le cadre de la recherche de bosons W'_L , cette optimisation servira aux deux analyses considérées incluant ou non les effets d'interférence.

D'un point de vue général, notre objectif est d'obtenir la meilleure sensibilité au signal sur toute la gamme de masse de boson W' explorée de 0.5 à 3.0 TeV. Dans l'idéal, l'entraînement spécifique d'un algorithme de BDT pour chaque point de masse de signal de boson W' nous permettrait d'atteindre cet objectif. Cependant, dans la pratique, ceci est extrêmement difficile à réaliser compte tenu du nombre important de points de masse de signal à tester (soit 11×2 points de masse pour l'ensemble des recherches) et du temps d'optimisation nécessaire pour obtenir des performances satisfaisantes. Afin de pallier cette difficulté, une seule optimisation d'un algorithme de BDT sera réalisée pour toute la gamme de masse de boson W' . Une étude, détaillée en annexe B, fut réalisée afin de déterminer la configuration d'analyse BDT permettant d'obtenir les meilleures performances en matière de limite d'exclusion sur la section efficace attendue du signal de boson W' . Il fut montré que l'utilisation d'un échantillon d'événements de signal de boson W' d'une hypothèse de masse de 1.75 TeV offrait le meilleur compromis en matière de sensibilité sur toute la gamme de masse explorée.

En résumé, l'entraînement de quatre algorithmes de BDT sera réalisé, pour les recherches de bosons W'_R et W'_L dans les régions de signal à 2 et 3 jets. Dans chaque cas, un échantillon d'événements de signal est construit à partir d'événements de signal de boson $W'_{R/L}$ pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV. De plus, un échantillon d'événements de bruit fond commun aux recherches de bosons W'_R et W'_L , est quant à lui construit à partir de l'ensemble des processus de bruit de fond pondérés en fonction de leur abondance relative. Enfin, chaque échantillon d'événements de signal et de bruit de fond est divisé en deux sous-échantillons de statistique identique afin d'être utilisés respectivement pour les phases d'entraînement et de test de l'algorithme. Une fois son optimisation réalisée, l'algorithme de classification sera ensuite appliqué sur les données afin de tenter de mettre en évidence un signal de boson W' . L'ensemble des analyses BDT présentées dans ce chapitre sont réalisées à l'aide du programme TMVA : *Toolkik for Multivariate Analysis* [141]. La suite de cette section se propose de détailler la sélection des variables discriminantes ainsi que les optimisations des différents algorithmes de BDT employés.

8.5.2 Sélection des variables discriminantes

La sélection du lot de variables discriminantes servant à l'entraînement de l'algorithme, est une étape fondamentale de l'analyse. Le choix de variables, fut principalement motivé par des considérations physiques sur la topologie des événements de signal recherchés. Illustrons les choses en prenant l'exemple de la topologie de l'état final du signal de boson W' dans les canaux 2-jet 2-tag, comme illustré par le schéma de la figure 8.11.

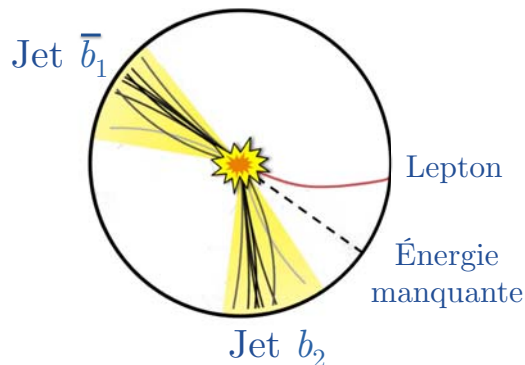


FIGURE 8.11: Schéma topologique de la signature expérimentale de l'état final du signal de boson W' recherché dans les canaux 2-jet 2-tag vue dans le plan transverse de collision.

Les processus de masse élevée recherchés auront tendance à produire des quarks top de haute impulsion transverse en comparaison avec des événements de bruit de fond. De ce fait, les produits de désintégration du quark top seront soumis à un boost de Lorentz relativement important ayant tendance à réduire l'angle entre leur direction d'émission dans le détecteur. Par conséquent, les distances $\Delta R(b_2, W)$ ou $\Delta R(b_2, lep)$ entre le top-jet (b_2) et le boson W ou le lepton seront plus petites pour un événement de signal que pour un événement de bruit de fond. Ainsi, il est judicieux de regarder les corrélations angulaires existant entre les différents objets physiques reconstruits. D'une manière générale, le boost de Lorentz affecte la topologie de l'événement dans son ensemble. Les événements de signal seront par conséquent beaucoup moins isotropes que des événements de bruit de fond.

Notre recherche de variables discriminantes se porte aussi sur les variables de quadri-impulsion des différents objets dans l'état final (b -jets, lepton, énergie manquante) ou reconstruits (boson W' , quark top, etc.). Nous nous intéressons également aux corrélations angulaires (ΔR , $\Delta\phi$, $\Delta\eta$) entre les différents objets physiques. D'autres variables relatives à la cinématique globale de l'événement comme la masse transverse du boson W , $m_T(W)$, ou la somme scalaire des impulsions transverses H_T sont considérées. Enfin des variables dites topologiques, comme par exemple l'aplanarité ou encore la sphéricité, nous renseignant sur l'isotropie des événements, peuvent également se rendre très utiles pour discriminer le signal du bruit de fond. Les définitions de ces variables topologiques sont données en annexe C. La figure 8.12 illustre quelques-unes des distributions de variables discriminantes pour le signal et le bruit de fond.

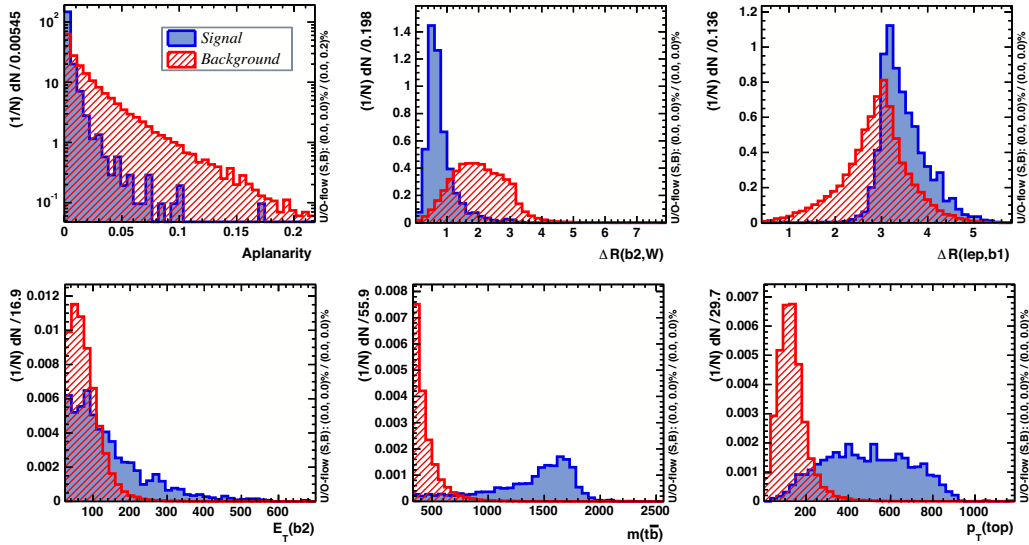


FIGURE 8.12: Illustration de quelques distributions de variables discriminantes utilisées pour l'optimisation de l'algorithme de BDT dédiée à la recherche de boson W' droit dans le canal 2-jet 2-tag.

L'étape suivante consiste à définir un critère visant à quantifier le pouvoir de séparation d'une variable cinématique dans le but de ne sélectionner que les variables les plus discriminantes. En appliquant des coupures séquentielles sur la distribution d'une variable cinématique, nous pouvons construire une courbe d'efficacité de réjection *signal* (ϵ_s) vs. *bruits de fond* (ϵ_b) pour cette variable. On définira ensuite notre critère de mérite, caractéristique du pouvoir de discrimination, comme l'aire A sous la courbe ainsi tracée. Seules les variables pour lesquelles A est supérieur à un certain seuil, que l'on fixera à 15%, seront sélectionnées. La figure 8.13 illustre cette procédure.

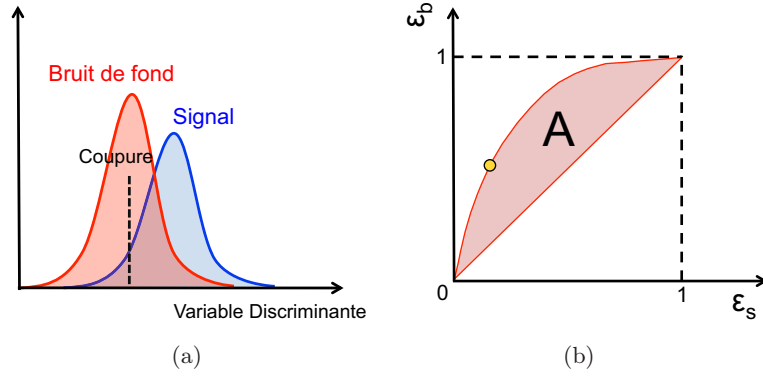


FIGURE 8.13: Illustration de l'estimation du pouvoir discriminant d'une variable cinématique. En appliquant des coupures séquentielles sur la distribution d'une variable cinématique (a) nous pouvons construire la courbe d'efficacité de réjection *signal* (ϵ_s) vs. *bruits de fond* (ϵ_b) pour cette variable (b). Le critère de mérite correspond à l'aire rouge *A* sous la courbe. Seules les variables pour lesquelles $A > 15\%$ sont sélectionnées.

Parmi les variables les plus discriminantes ainsi identifiées, seules les variables les mieux modélisées sont sélectionnées afin de ne pas introduire de biais dans l'analyse lors de la phase d'entraînement de l'algorithme. La bonne modélisation de ces variables est contrôlée en comparant leurs distributions attendues, issues de simulations Monte-Carlo, aux données de l'expérience, dans les régions de contrôles. L'ensemble des distributions des variables discriminantes utilisées dans l'analyse est donné en annexe D. De plus, seules les variables les moins corrélées entre elles sont utilisées pour l'entraînement de l'algorithme, afin d'optimiser ses performances de calcul. Chaque lot de variables se résumera finalement à une dizaine de variables sélectionnées pour chaque optimisation. La figure 8.14 donne en exemple les matrices de corrélations linéaires entre les différentes variables discriminantes, pour le signal et le bruit de fond, utilisées pour l'optimisation de l'algorithme de BDT dans le canal 2-jet 2-tag.

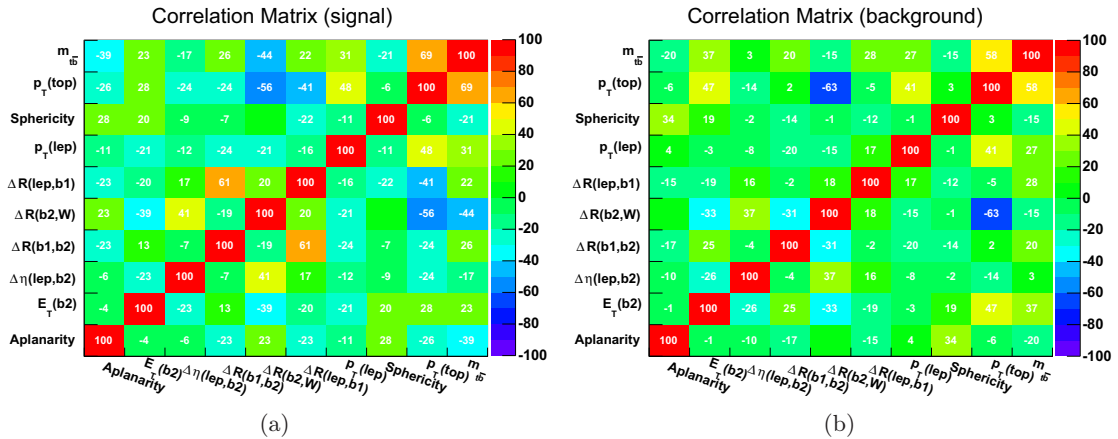


FIGURE 8.14: Corrélations linéaires entre les variables discriminantes utilisées dans l'optimisation de l'algorithme de BDT dédiée à la recherche de boson W' droit dans le canal 2-jet 2-tag, (a) pour le signal et (b) le bruit de fond.

Finalement, le tableau 8.10 résume l'ensemble des variables cinématiques discriminantes utilisées dans les analyses BDT réalisées pour la recherche de bosons W' droits et gauches dans les canaux 2/3-jet 2-tag, et classées en fonction de leur pouvoir de discrimination évalué avec la variable A.

Recherche de bosons W'_R				Recherche de bosons W'_L			
Canal 2-jet 2-tag		Cannal 3-jet 2-tag		Canal 2-jet 2-tag		Cannal 3-jet 2-tag	
Variable	A	Variable	A	Variable	A	Variable	A
$m_{t\bar{b}}$	0.47	$m_{t\bar{b}}$	0.47	$m_{t\bar{b}}$	0.47	$m_{t\bar{b}}$	0.46
$p_T(top)$	0.45	$p_T(top)$	0.43	$p_T(top)$	0.45	$E_T(top)$	0.40
$\Delta R(b_2, W)$	0.41	$\Delta R(lep, b_2)$	0.34	$\Delta R(b_2, W)$	0.41	$\Delta R(lep, b_2)$	0.32
$\Delta\eta(lep, b_2)$	0.26	Aplanarity	0.31	$E_T(b_2)$	0.28	Aplanarity	0.30
Aplanarity	0.26	$p_T(b_1)$	0.28	$\Delta R(b_1, b_2)$	0.27	$E_T(b_2)$	0.25
Sphericity	0.24	$m(b_1, b_2, jet3)$	0.26	Aplanarity	0.25	$\Delta R(b_1, b_2)$	0.25
$\Delta R(b_1, b_2)$	0.24	Sphericity	0.23	$\Delta\phi(b_2, E_T^{miss})$	0.25	$m(b_1, b_2, jet3)$	0.25
$\Delta R(lep, b_1)$	0.23	$\Delta R(b_1, b_2)$	0.22	$\Delta\eta(lep, b_2)$	0.19	$\Delta\phi(b_2, E_T^{miss})$	0.25
$p_T(lep)$	0.21	$p_T(lep)$	0.20	$p_T(b_2)/p_T(b_1)$	0.16	$p_T(b_1)$	0.19
$E_T(b_2)$	0.18	$\Delta R(b_1, W)$	0.18	$m_T(W)$	0.15	Sphericity	0.19
		$E_T(b_2)$	0.15			$p_T(b_2)/p_T(b_1)$	0.16

Tableau 8.10: Variables cinématiques discriminantes utilisées dans les analyses BDT réalisées pour la recherche de bosons $W'_{R/L}$ dans les régions de signal à 2 et 3 jets. Ces variables sont classées en fonction de leur pouvoir de discrimination évalué avec la variable A.

8.5.3 Optimisation de l'algorithme de BDT

Une fois le lot de variables discriminantes sélectionné, vient l'étape de paramétrisation et d'optimisation de l'algorithme de BDT. Cette étape consiste à choisir les valeurs de paramètres de l'algorithme en vue d'obtenir le meilleur pouvoir de séparation possible entre le signal et le bruit de fond, ainsi que de bonnes propriétés de généralisation de l'algorithme une fois appliqué sur d'autres échantillons d'événements. Cette paramétrisation permet de contrôler la construction des arbres de décision en jouant par exemple sur la profondeur maximale de l'arbre, le nombre minimum d'événements dans les feuilles terminales ou encore sur les critères de segmentation. Elle permet également d'optimiser les algorithmes de *boosting* ou encore de *pruning*. Nous invitons le lecteur à se reporter à la section 6.4 qui détaille davantage l'ensemble de ces optimisations. Le tableau 8.11 résume les paramétrisations utilisées dans les différents entraînements d'algorithmes de BDT réalisés.

La figure 8.15 présente l'ensemble des distributions de BDT des échantillons d'événements d'entraînement et de test pour le signal et le bruit de fond correspondant aux recherches de bosons W'_R et W'_L dans les régions de signal à 2 et 3 jets. On observe une très bonne séparation entre les distributions de signal et de bruit de fond ainsi qu'une bonne superposition des distributions d'entraînement et de test, témoignant des bonnes propriétés de généralisation de l'algorithme de BDT.

Catégories	Paramètres	Recherche de bosons W'_R		Recherche de bosons W'_L	
		Canal 2-jet 2-tag	Canal 3-jet 2-tag	Canal 2-jet 2-tag	Canal 3-jet 2-tag
Sélection des variables	Fonction d'impureté	Indice de Gini	Indice de Gini	Indice de Gini	Indice de Gini
	Nombre de coupures	12	12	14	14
Définition des arbres	Evts min. par feuilles	200	250	150	180
	Profondeur max.	9	8	9	9
Boosting	Algorithme	Adaboost	Adaboost	Adaboost	Adaboost
	Paramètre de boost	$\beta = 0.5$	$\beta = 0.5$	$\beta = 0.5$	$\beta = 0.5$
	Nombre d'arbres	80	65	100	70
Pruning	Algorithme	CostComplexity	CostComplexity	CostComplexity	CostComplexity
	Force de l'élagage	-1	-1	-1	-1

Tableau 8.11: Paramétrisations utilisées dans les différents entraînements d'algorithmes de BDT réalisés pour les recherches de boson W'_R et W'_L dans les régions de signal à 2 et 3 jets.

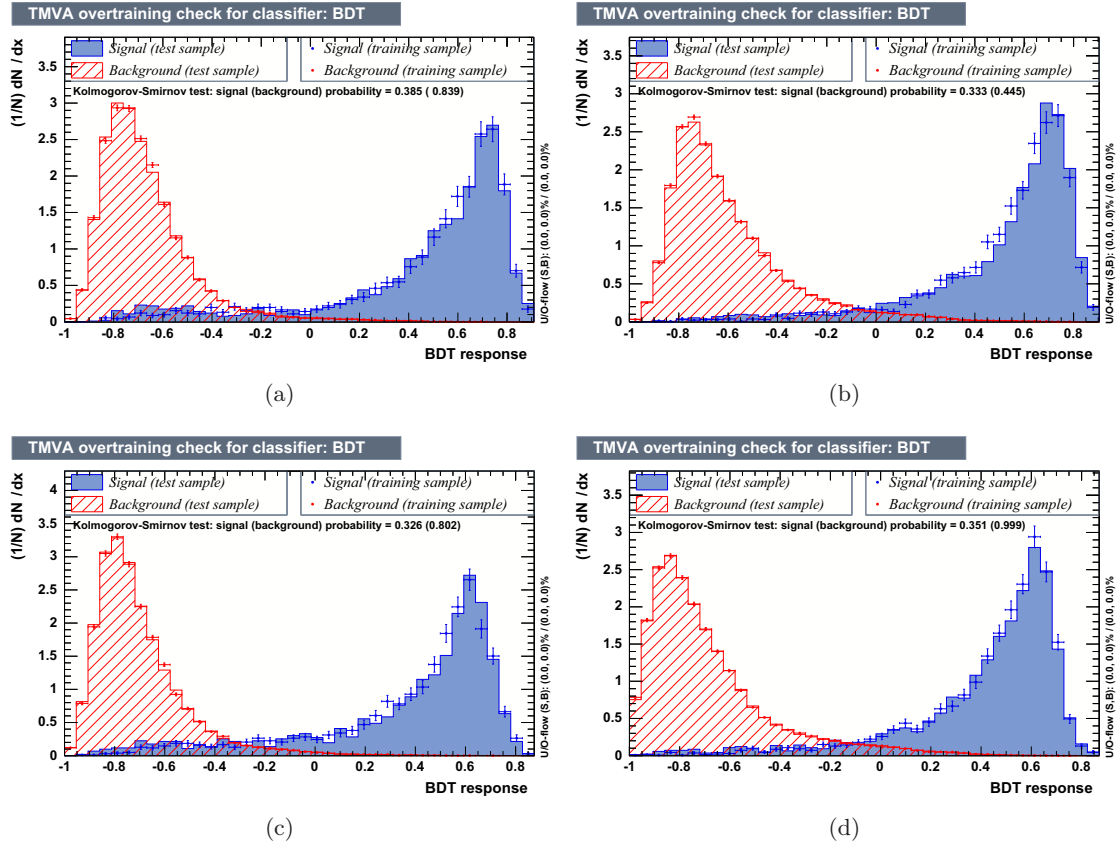


FIGURE 8.15: Distributions de BDT des échantillons d'événements d'entraînement et de test pour le signal (bleu) et le bruit de fond (rouge) pour l'ensemble des optimisations réalisées. Les distributions (a) et (b) correspondent respectivement à la recherche de bosons W'_R dans les régions de signal à 2 et 3 jets. De même, les distributions (c) et (d) correspondent respectivement à la recherche de bosons W'_L dans les régions de signal à 2 et 3 jets.

L'entraînement de l'algorithme de BDT étant réalisé avec un échantillon d'événements de signal de boson W' ayant une masse de 1.75 TeV, il est important d'évaluer le comportement de l'algorithme une fois appliqué sur d'autres échantillons de signal de masse différente. La figure 8.16 illustre les distributions de BDT du bruit de fond et de signaux de bosons W' de différentes hypothèses de masse pour chacune des quatre optimisations de BDT réalisées.

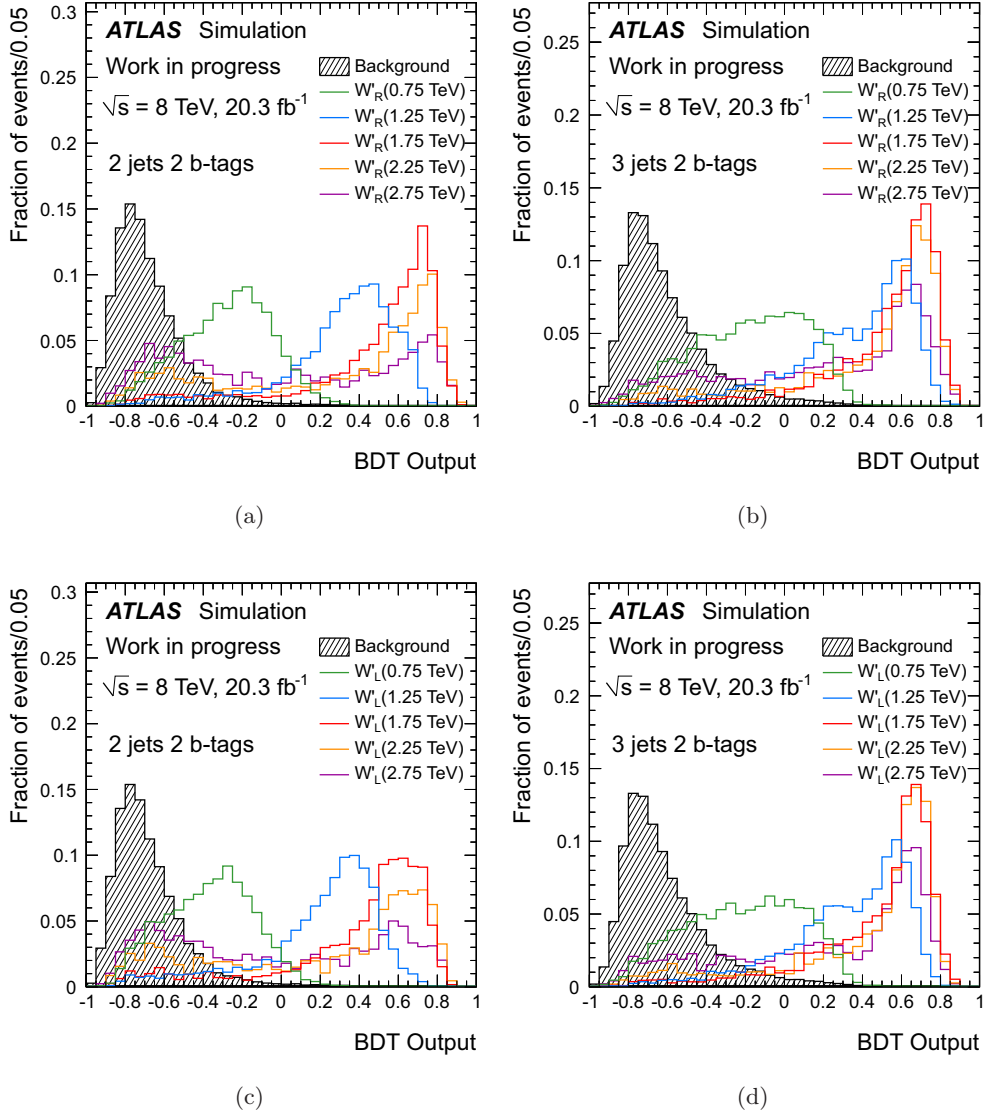


FIGURE 8.16: Distributions de BDT du bruit de fond et de signaux de différentes hypothèses de masse. Les distributions (a) et (b) correspondent respectivement à la recherche de bosons W'_R dans les régions de signal à 2 et 3 jets. De même, les distributions (c) et (d) correspondent respectivement à la recherche de bosons W'_L dans les régions de signal à 2 et 3 jets.

Par construction, on observe le meilleur pouvoir de séparation entre signal et bruit de fond pour le point de masse à 1.75 TeV. Ce pouvoir de séparation reste important sur toute la gamme de masse de signal. Toutefois, on notera que les régions à basses masses ont les performances les plus faibles. De plus, à masses élevées, on observe qu'une fraction relativement importante de la distribution de signal est contenue dans une région à basse valeur de BDT. Cette queue de distribution tire son origine de

la convolution de la fonction de densité partonique et de la fonction de Breit-Wigner dans le calcul de la section efficace de production du boson W' , voir équation (3.1). Autour de la masse au pôle de la résonance, la fonction de Breit-Wigner décroît plus rapidement que la fonction de densité partonique n'augmente avec la diminution de la masse. Cependant, ce n'est plus le cas à basse masse où la fonction de densité partonique l'emporte très largement sur la fonction de Breit-Wigner et l'on voit la section efficace réaugmenter petit à petit avec la diminution de la masse. L'effet est d'autant plus visible que la masse au pôle est élevée. Ceci affecte les distributions de certaines variables discriminantes utilisées pour l'entraînement des algorithmes de BDT comme la masse invariante du boson W' ou encore l'impulsion transverse du quark top, et se répercute sur la distribution finale de BDT.

8.5.4 Validation de la méthode

Afin de compléter la validation de la méthode, la modélisation des distributions de BDT dans l'ensemble des régions de contrôles fut évaluée. Les figures 8.17, 8.18, 8.19 illustrent ces distributions pour les canaux électron, muon séparés et combinés. Une bonne compatibilité est observée entre les distributions simulées et les données au regard des incertitudes reportées sur les graphiques.

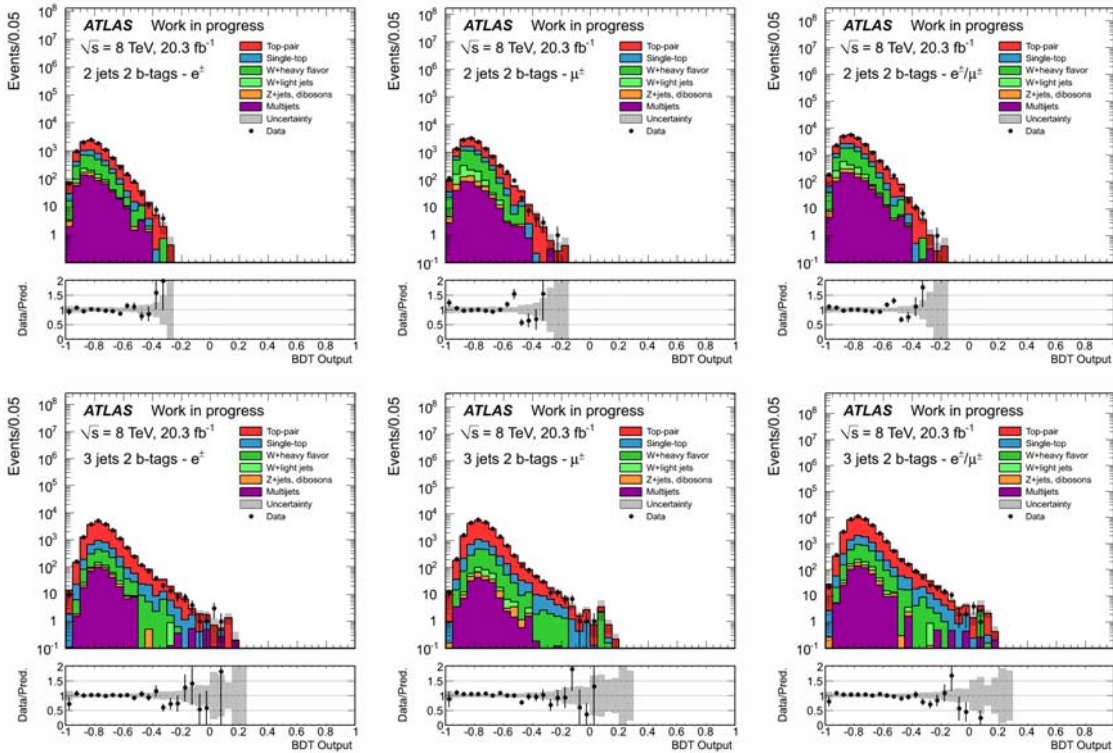


FIGURE 8.17: Distributions des BDT dans les régions de contrôle 2, 3-jet 2-tag pour les canaux électron, muon séparés et combinés. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

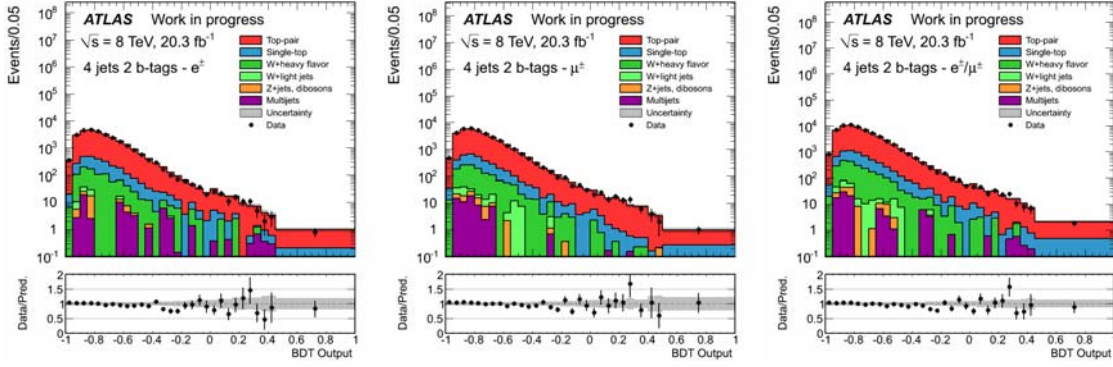


FIGURE 8.18: Distributions des BDT dans la région de contrôle 4-jet 2-tag pour les canaux électron, muon séparés et combinés. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

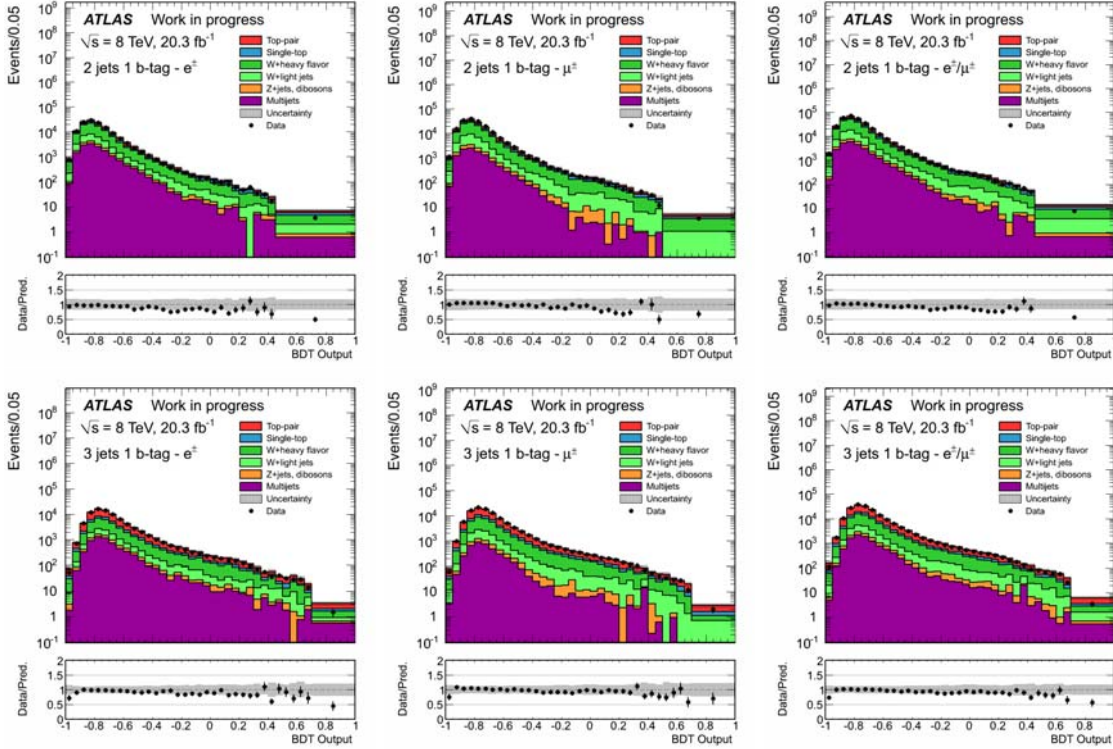


FIGURE 8.19: Distributions des BDT dans les régions de contrôle 2 et 3-jet 1-tag pour les canaux électron, muon séparés et combinés. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

8.6 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d’incertitudes systématiques sont prises en compte dans l’analyse. L’estimation de ces incertitudes est une étape importante car elle conditionne fortement la sensibilité de l’analyse à mettre en évidence un éventuel signal de nouvelle physique. Afin de quantifier l’impact d’une incertitude systématique, l’analyse est reproduite en propageant les variations de la source d’incertitude associée dans le résultat final. En plus d’affecter les nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond, ces incertitudes systématiques peuvent le cas échéant affecter également la forme des distributions de BDT. Cette section détaille les différentes sources d’incertitudes prises en compte dans l’analyse.

8.6.1 Incertitudes liées à la modélisation des objets physiques

- **Leptons** : Nous avons vu dans la section 4.5.1 que des facteurs correctifs sur les efficacités de reconstruction, d’identification et du système de déclenchement sont appliqués aux simulations Monte Carlo afin de reproduire les valeurs mesurées dans les données. Les incertitudes associées à ces facteurs correctifs conduisent à une variation des nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond de l’ordre de 1% pour les canaux muons à quelques % pour les canaux électron. De même, l’échelle et la résolution en énergie des leptons font également l’objet de corrections dans la simulation. Les incertitudes associées à ces facteurs correctifs conduisent à une variation des nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond inférieure à 1%. L’effet cumulé de ces incertitudes représente une variation de 2 à 4% sur les nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond en fonction du canal d’analyse considéré [95] [98]. Son impact sur la forme des distributions de BDT est négligeable.
- **Jets** : Dans le même esprit que pour les leptons, les efficacités de reconstruction de jets obtenues sur simulations font l’objet de corrections afin de reproduire les valeurs mesurées dans les données. L’effet de cette incertitude représente une variation inférieure à 1% sur les nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond en fonction du canal d’analyse considéré. Une incertitude sur l’échelle d’énergie des jets [168] (JES), dépendant de l’impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des jets reconstruits est prise en compte. Cette incertitude prend également en compte l’incertitude sur l’échelle d’énergie associée aux jets de saveurs lourdes ainsi que l’effet des migrations potentielles de jets d’un canal analyse à l’autre. L’effet de cette incertitude représente une variation de 2 à 6% sur le nombre d’événements attendus de signal et une variation de 1 à 4% sur le nombre d’événements attendus de bruit de fond en fonction du canal d’analyse considéré. Une incertitude supplémentaire sur la résolution en énergie des jets [169] (JER) est déterminée en construisant un échantillon alternatif d’événements simulés où l’énergie des jets est dégradée de 1σ par rapport à la valeur nominale et auquel on applique les critères de sélection de l’analyse. La différence relative observée pour les nombres d’événements attendus de signal et de bruit entre l’échantillon d’événements nominal et l’échantillon alternatif est de l’ordre de quelques %. Enfin, une incertitude sur les facteurs correctifs liés à l’efficacité d’identification des jets provenant du vertex primaire [104] (JVF) visant à réduire la contamination des jets par l’effet d’empilement d’événements, est prise en compte. L’effet de cette incertitude représente une variation d’environ 2 % sur les nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond en fonction du canal d’analyse considéré. De même, son impact sur la forme des distributions de BDT est négligeable.

- **Identification des jets de quark b** : Des facteurs correctifs sur les efficacités d'identification des différentes saveurs de jets (b -jets, c -jets et jets légers) sont appliqués aux jets dans les simulations Monte Carlo. Ces derniers, dépendant de l'impulsion et de la pseudo-rapacité des jets, introduisent trois sources d'incertitudes systématiques décorréliées [109]. L'effet de ces trois contributions est évalué en variant de $\pm 1\sigma$ ces facteurs correctifs appliqués à chaque jet simulé. Des incertitudes supplémentaires sont appliquées sur ces facteurs correctifs pour les jets de haute impulsion transverse (8.12). L'effet cumulé de ces incertitudes représente une variation de l'ordre de 6% sur les nombres d'événements attendus de bruit de fond et de 8-30% pour le signal. L'incertitude très élevée sur le nombre attendu d'événements de signal est due aux incertitudes supplémentaires prises en compte pour les jets de haute impulsion transverse. Cet effet devient considérable en raison de la haute impulsion transverse des deux b -jets issus de la désintégration de bosons W' , en particulier pour des masses supérieures à 1 TeV, et affecte également la forme de la distribution de BDT. Cette incertitude représente la principale source d'incertitude sur le signal.

Saveurs	jet p_T [GeV]		
	300-500	500-800	>800
b -jets	0.12	0.33	0.27
c -jets	0.17	0.27	0.30
jets léger	—	—	0.58

Tableau 8.12: Incertitudes supplémentaires appliquées aux facteurs correctifs pour l'identification de la saveur des jets de haute impulsion transverse.

- **Énergie transverse manquante** : Les incertitudes liées à la résolution et à l'échelle d'énergie des jets et des leptons sont propagées dans le calcul de l'énergie transverse manquante [110]. L'effet cumulé de ces incertitudes représente une variation inférieure à 1% sur les nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond. Son impact sur la forme des distributions de BDT est négligeable.

8.6.2 Incertitudes liées à la génération d'événements

Les incertitudes systématiques liées à la génération d'événements proviennent principalement du choix du modèle de simulation et de ses paramètres. Ainsi le choix de générateur Monte Carlo, la paramétrisation des algorithmes d'hadronisation ou des fonctions de densité partonique font l'objet d'incertitudes systématiques décrites ci-dessous.

- **Générateur Monte Carlo** : Tout d'abord, la dépendance du choix de générateurs Monte Carlo sur les nombres d'événements attendus $t\bar{t}$ et *single-top* en voies t , s et Wt sont évalués en comparant les échantillons d'événements nominaux à des échantillons d'événements alternatifs générés à partir d'autres générateurs. De ces comparaisons, des variations sur les nombres d'événements attendus sont observées en fonction du canal d'analyse considéré. Les variations les plus importantes sont alors prises comme incertitudes systématiques. Le tableau 8.13 résume l'ensemble des configurations Monte Carlo utilisées pour réaliser ces comparaisons. Il présente également les différences relatives maximales observées pour chaque processus considéré dans les quatre canaux d'analyse 2 et 3-jet 2-tag électron et muon. On remarque incertitude assez importante pour le bruit de fond *single-top* en voie t . Ces variations proviennent de la comparaison entre le générateur nominal ACERMC au LO avec le générateur AMC@NLO qui est un générateur NLO. On précisera enfin que pour le bruit de fond *single-top* en voie Wt la dépendance du schéma de calcul NLO [170] est également considéré en comparant la configuration nominale

utilisant le schéma *Diagram Removal* (DR) à une configuration alternative utilisant le schéma *Diagram Subtraction* (DS). On notera enfin que cette incertitude affecte significativement les distributions de BDT des bruits de fond $t\bar{t}$ et *single-top* en voies t .

Processus	Échantillon nominal	Comparaisons	Différences relatives
$t\bar{t}$	POWHEG+PYTHIA	MC@NLO+HERWIG POWHEG+HERWIG ALPGEN+HERWIG	6-11%
<i>single-top</i> voie t	ACERMC+PYTHIA	ACERMC+HERWIG AMC@NLO [171]+HERWIG	22-58%
<i>single-top</i> voie s	POWHEG+PYTHIA	MC@NLO+HERWIG	1-7%
<i>single-top</i> voie Wt	POWHEG+PYTHIA (DR)	MC@NLO+HERWIG POWHEG+PYTHIA (DS)	5-21%

Tableau 8.13: Ensemble des configurations Monte Carlo utilisées dans la détermination des incertitudes associées au choix de générateur Monte Carlo pour les bruits de fond $t\bar{t}$, et *single top* en voies t , s , Wt . Ce tableau présente également les différences relatives maximales observées entre ces différentes configurations pour chaque processus considéré dans les quatre canaux d’analyse 2 et 3-jet 2-tag électron et muon.

- **Radiations dans l’état initial et final (ISR/FSR)** : L’effet de la présence de radiations dans l’état initial et final sur le nombre d’événements attendus $t\bar{t}$ est également pris en compte au travers d’une incertitude systématique dédiée. En effet la présence d’ISR/FSR peut avoir une grande influence sur la topologie des événements attendus et doit être prise en compte lors de la génération des événements. L’émission d’ISR/FSR est intrinsèquement liée à la paramétrisation du générateur Monte Carlo employé. Ainsi en fonction de la paramétrisation utilisée, certains événements peuvent migrer d’une topologie à une autre. Par exemple, la radiation d’un gluon dans l’état final peut faire migrer un événement de la topologie à deux jets vers une topologie à trois jets. Pour effacer cette part d’arbitraire, une incertitude systématique est déterminée en construisant un échantillon d’événements alternatifs en variant les paramètres du générateur PYTHIA influençant l’émission d’ISR/FSR (échelle de renormalisation, coupure sur l’échelle d’énergie QCD, etc.) tout en préservant la cohérence avec une mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ incluant des radiations supplémentaires [172]. La différence en acceptance entre cet échantillon d’événements et l’échantillon nominal est alors symétrisée pour construire l’incertitude. Cette dernière est évaluée entre 6-9% sur le nombre d’événements attendus $t\bar{t}$ en fonction du canal d’analyse considéré. Son impact sur la forme des distributions de BDT est négligeable. N’ayant fait l’objet d’une validation que sur des échantillons de données $t\bar{t}$ la méthode de dérivation de cette incertitude n’a pu être appliquée à d’autres bruits de fond.
- **Fonction de densité partonique (PDF)** : Le choix de la fonction de densité partonique utilisée pour la génération d’événements comporte une incertitude systématique qui est alors définie afin de prendre en compte les possibles variations sur le résultat final entraînées par une modification de sa paramétrisation (fractions d’impulsion des partons initiaux x_i , échelle d’interaction Q^2 , etc.) ou bien l’utilisation d’autres fonctions de densité partonique. Le groupe de travail PDF4LHC propose des recommandations [173] afin d’évaluer l’impact de ces variations *intra-PDF* et *inter-PDF* afin d’en extraire une incertitude systématique. Pour cela, l’ensemble des échantillons de signal et de bruits de fond sont repondérés en fonction des vecteurs propres de la fonction de densité partonique traduisant les incertitudes liées à chacun de ses paramètres. Cette procédure est réalisée avec trois fonctions de densité partonique indépendantes : CT10 [72], MSTW2008 [174] et NNPDF2.3 [175]. L’estimation de l’incertitude globale consiste à prendre l’enveloppe de l’ensemble de ces variations à 68% de niveaux de confiance. Les incertitudes ainsi

obtenues sont de 9% pour le signal et varient entre 3-5% pour l'ensemble du bruit de fond en fonction du canal d'analyse considéré. On notera également que cette incertitude affecte significativement les distributions de BDT du signal et des bruits de fond $t\bar{t}$ et *single-top* en voies t .

8.6.3 Incertitudes sur le calcul des sections efficaces théoriques et sur la normalisation des bruits de fond

Les incertitudes systématiques théoriques sur les sections efficaces des processus de bruit de fond ainsi que sur les corrections de normalisation des bruits de fond multi-jets et W +jets sont également prises en compte dans l'analyse.

- **Sections efficaces théoriques** : Les nombres d'événements attendus des processus $t\bar{t}$, *single top*, Z +jets et dibosons sont estimés à partir de la luminosité, de l'acceptance liées aux sélections appliquées dans l'analyse ainsi que de leur section efficace théorique de production respective. Les incertitudes sur ces sections efficaces théoriques prennent en compte les choix d'échelles de normalisation et de factorisation, de fonction de densité partonique ou encore l'incertitude sur la constante de couplage forte α_s . Les incertitudes théoriques sont de -5.9/+5.1% [176] pour le bruit de fond $t\bar{t}$, -2.1/+3.9% [163], $\pm 3.9\%$ [165] et $\pm 6.8\%$ [164] respectivement pour les bruits de fond *single top* en voies t , s et Wt . Une incertitude de 5% plus 24% par multiplicité de jet, ajoutées en quadrature, affecte les nombres d'événements attendus dibosons, représentant une incertitude théorique totale de 42% pour un maximum de 3 jets. Enfin, une incertitude théorique de 42% est également considérée pour le bruit de fond Z +jets. Dans une certaine mesure un double comptage peut être considéré avec les incertitudes liées à la génération d'événements. Toutefois, ces incertitudes théoriques ne prennent pas en compte les effets sur les distributions cinématiques à la différence des incertitudes liées à la génération d'événements.
- **Normalisation du bruit de fond multi-jet** : Le bruit de fond multi-jet est normalisé aux données en utilisant la méthode de la matrice [177] décrite section 8.4.2. Une incertitude globale de 50% est attribuée sur le nombre d'événements.
- **Normalisation du bruit de fond W +jets** : Dans le canal 2-jet 2-tag le nombre total d'événements W +jets fait l'objet d'une normalisation spécifique. Un facteur normalisation correctif et une incertitude associée sont calculés par la méthode décrite section 8.4.2 en utilisant les données dans les régions de contrôles. Des incertitudes de -61/+52 et -42/+37 ont été respectivement obtenues dans les canaux électron et muon sur ces facteurs de normalisation. Dans le canal 3-jet 2-tag aucune normalisation n'est appliquée et une incertitude de théorique de 42% est considérée sur le nombre d'événements attendus W +jets. Une incertitude liée à la forme de la distribution de BDT fut évaluée en comparant les distributions de BDT nominales obtenues avec ALPGEN+HERWIG [178] [179] avec des distributions obtenues avec un générateur Monte Carlo alternatif SHERPA [180]. Cependant la faible statistique Monte Carlo des échantillons générés avec SHERPA rendait difficile l'extrapolation d'une incertitude sur la forme des distributions des BDT dans les canaux 2-tag. Aucune incertitude supplémentaire n'a donc été considérée pour le bruit de fond W +jets.

8.6.4 Incertitudes supplémentaires

- **Luminosité** : Une incertitude de 2.8% sur la luminosité intégrée est également prise en compte. Cette incertitude fut estimée lors de l'étalonnage préliminaire de la luminosité réalisé en novembre 2012, en suivant la méthode détaillée dans le document [181].
- **Incertitude statistique** : L'impact de l'utilisation d'échantillons d'événements simulés de taille limitée est également pris en compte.
- **Effet d'empilement** : L'impact de l'effet d'empilement sur les distributions de BDT dans la région de signal a été estimé en comparant les distributions de BDT dans des régions à faible et fort nombre d'interactions par croisement de faisceaux. Dans l'ensemble de cas, un bon accord avec la distribution de BDT nominale est observé. De ce fait aucune incertitude n'est considérée pour l'effet d'empilement.

8.6.5 Incertitudes affectant la forme des distributions de BDT

Afin d'évaluer les incertitudes affectant également la forme des distributions de BDT, des comparaisons ont été réalisées pour chaque source d'incertitudes entre les distributions de BDT nominales et celles variées par ces incertitudes, et ce, pour le signal et le bruit de fond. Dans chaque cas, un test de Kolmogorov est réalisé entre les deux distributions normalisées entre elles, et est utilisé comme critère de mérite pour déterminer si une incertitude est affectée à la forme de la distribution de BDT. Une probabilité supérieure à 95% est requise pour qu'une incertitude ne soit considérée que comme une incertitude affectant le nombre d'événements attendus. La figure 8.20 illustre de deux exemples avec l'incertitude sur l'identification des jets de saveurs lourdes sur un signal de boson W'_R de 1.5 TeV dans le canal 2-jet 2-tag électron et l'incertitude générateur Monte Carlo sur le bruit de fond $t\bar{t}$ dans le canal 3-jet 2-tag électron. Le tableau 8.14 résume les incertitudes considérées comme des incertitudes affectant la forme des distributions de BDT en plus du nombre d'événements sélectionnés.

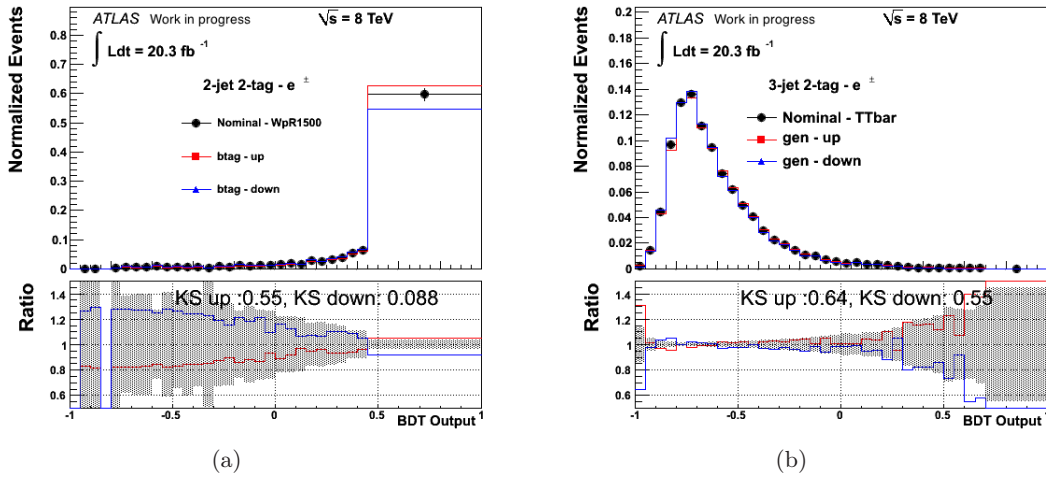


FIGURE 8.20: Exemples de comparaisons de la forme des distributions de BDT pour (a) l'incertitude sur l'identification des jets de saveurs lourdes sur un signal de boson W'_R de 1.5 TeV dans le canal 2-jet 2-tag électron et (b) l'incertitude générateur Monte Carlo sur le bruit de fond $t\bar{t}$ dans le canal 3-jet 2-tag électron.

Incertitudes	Processus	
	Signal	Bruit de fond
JES	✓	✓
Générateur		✓ ($t\bar{t}$ et <i>single top</i> voie t)
PDF	✓	✓ ($t\bar{t}$ et <i>single top</i> voie t)
Étiquetage b -jets	✓	

Tableau 8.14: Incertitudes systématiques affectant la forme des distributions de BDT.

8.7 Résultats et interprétations

Tout le développement de la stratégie d’analyse discuté jusque-ici (sélection d’événements, optimisations des algorithmes de BDT, etc.) a été réalisée sans regarder les données dans les régions de signal afin de ne pas introduire de biais dans le résultat final. La dernière étape consiste donc à examiner ces données dans les régions de signal. Le tableau 8.15 présente les nombres d’événements observés dans les données et les nombres d’événements de bruit de fond et de signal attendus pour quelques hypothèses de masse de boson W'_R dans les régions de signal à 2 et 3 jets [62]. Les incertitudes représentées prennent en compte les incertitudes statistiques liées à la taille limitée des échantillons d’événements sélectionnés et l’ensemble des incertitudes systématiques. Ce tableau révèle tout d’abord, une compatibilité du nombre d’événements observés dans les données avec le nombre total d’événements de bruit de fond attendus.

	Canal 2-jet 2-tag	Canal 3-jet 2-tag
W'_R (0.5 TeV)	15400 ± 1600	9950 ± 1100
W'_R (1.0 TeV)	720 ± 140	800 ± 140
W'_R (1.5 TeV)	49 ± 15	67 ± 17
W'_R (2.0 TeV)	4.9 ± 1.4	7.3 ± 2.0
W'_R (2.5 TeV)	0.8 ± 0.2	1.0 ± 0.3
W'_R (3.0 TeV)	0.26 ± 0.05	0.29 ± 0.06
$t\bar{t}$	6450 ± 1100	17700 ± 2500
Single-top voie t	900 ± 360	1190 ± 230
Single-top <i>voie</i> Wt	320 ± 50	850 ± 210
Single-top voie s	250 ± 30	137 ± 20
W +jets	2700 ± 1300	1800 ± 900
Diboson	100 ± 50	70 ± 30
Z +jets	17 ± 7	14 ± 6
Multijets	380 ± 190	210 ± 105
Total bruit de fond	11100 ± 1900	22000 ± 3100
Data	11039	22555

Tableau 8.15: Nombres d’événements de données observés et nombres d’événements de signal et de bruit de fond attendus dans les régions de signal à 2 et 3 jets. Les incertitudes représentées prennent en compte les incertitudes statistiques liées à la taille limitée des échantillons d’événements sélectionnés et l’ensemble des incertitudes systématiques. [62]

8.7.1 Application des algorithmes de BDT sur les données et premiers résultats

Les algorithmes de BDT, entraînés sur simulations Monte Carlo, sont appliqués sur les échantillons de données, respectivement dans les régions de signal à 2 et 3 jets. Les distributions de BDT observées dans les données sont ensuite comparées aux distributions attendues obtenues à partir des simulations Monte Carlo en vue de mettre en évidence un éventuel de signal de boson W' . La figure 8.21 illustre ces distributions de BDT observées et attendues pour le bruit de fond et une contribution de signal correspondant à un boson W'_R de masse 1.75 TeV, dans les régions de signal à 2 et 3 jets. Plus de détails sur ces distributions de BDT sont données en annexe E. Pour l'ensemble des distributions de BDT obtenues, aucun excès significatif n'est observé au-delà des incertitudes reportées sur toute la distribution de BDT. Ceci est également confirmé sur d'autres distributions cinématiques comme par exemple la distribution de la masse invariante du système $t\bar{b}$ ou encore la distribution d'impulsion transverse du quark top, qui sont les deux variables les plus discriminantes utilisées pour l'entraînement des algorithmes de BDT. La figure 8.22 illustre ces distributions dans les régions de signal à 2 et 3 jets.

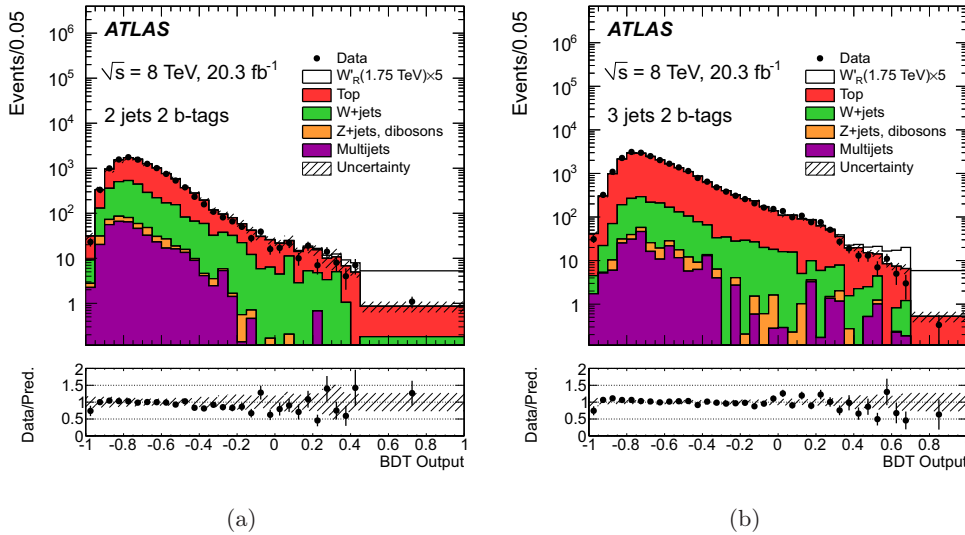


FIGURE 8.21: Distributions de BDT dans les régions de signal à (a) 2 et (b) 3 jets (canaux muon et électron combinées). Le processus nommé "Top" inclut les productions $t\bar{t}$ et *single-top*. L'ensemble des contributions W +jets sont également regroupées sur ces graphiques. Une contribution de signal, multipliée par un facteur 5, correspondant au signal d'un boson W'_R pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. [62]

Bien qu'aucun boson $W'_{R/L}$ ne soit observé dans les données, il est tout même possible d'extraire un certain nombre de contraintes phénoménologiques sur la production de ce signal. L'absence d'excès dans les données est alors interprétée en matière de limites d'exclusion sur la section efficace de production ainsi que sur les couplages effectifs de la particule. Les sections suivantes présentent les méthodes utilisées pour extraire ces différentes contraintes ainsi que les résultats obtenus.

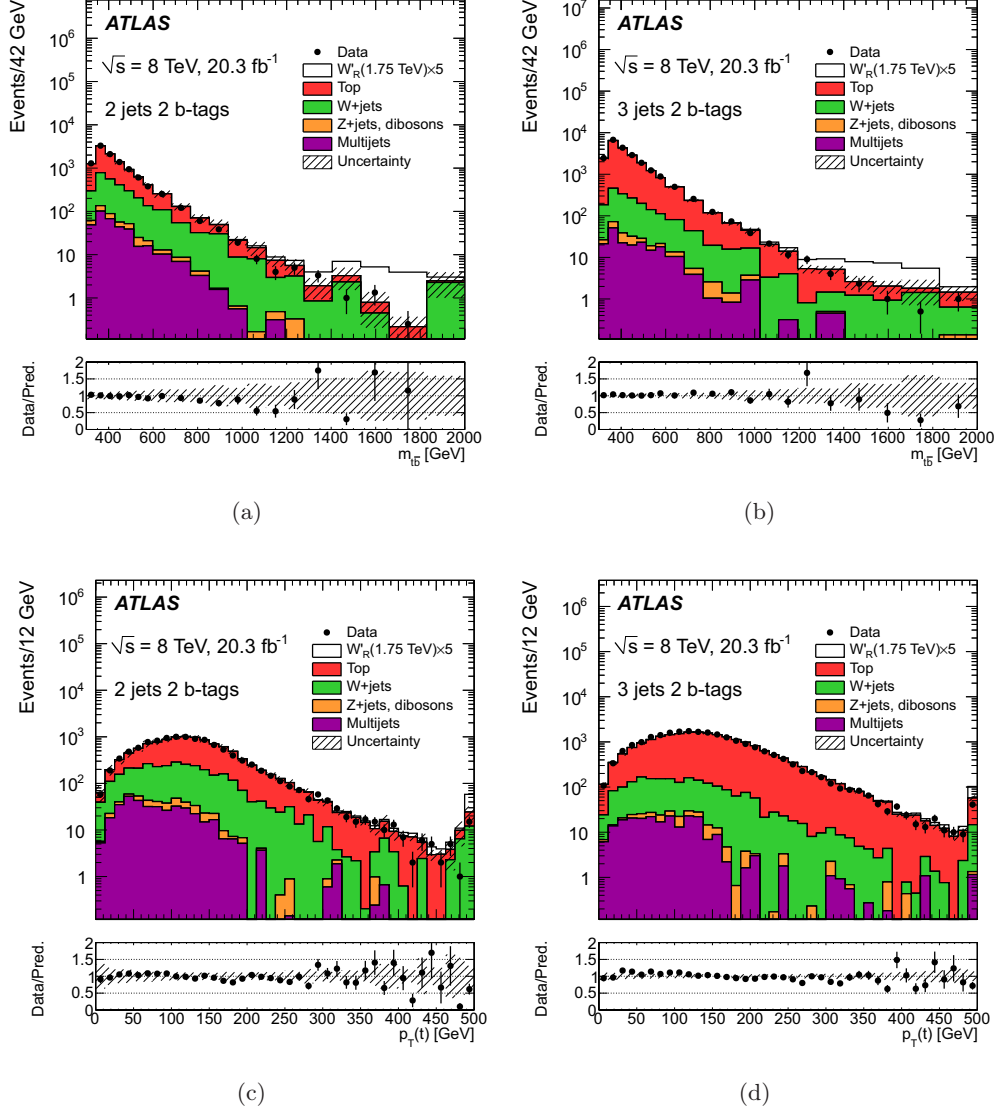


FIGURE 8.22: Distributions de la masse invariante du système $t\bar{t}$ et de l'impulsion transverse du quark top respectivement dans les régions de signal à (a)(c) 2 et (b)(d) 3 jets (canaux muon et électron combinées). Le processus nommé "Top" inclut les productions $t\bar{t}$ et *single-top*. L'ensemble des contributions W +jets sont également regroupées sur ces graphiques. Une contribution de signal, multipliée par un facteur 5, correspondant au signal d'un boson W'_R pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. [62]

8.7.2 Limites d'exclusion sur la section efficace de production du boson $W'_{R/L}$

Pour chacune des recherches de boson W'_R et W'_L , prenant en compte ou non, pour le boson W'_L les effets d'interférences, les distributions de BDT dans les régions de signal à 2 et 3 jets sont combinées dans une analyse statistique afin d'extraire des limites d'exclusion sur les sections efficaces de la production $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ et de la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson $W'_{R/L}$. Cette analyse repose sur la construction d'un test statistique utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance avec la méthode CL_s [142], grâce au logiciel MCLIMIT [143]. Ce dernier développe une approche hybride, permettant de fournir un traitement fréquentiste de la mesure centrale tout en traitant les incertitudes dans une approche intuitivement bayésienne. L'ensemble de la procédure réalisée est détaillée dans le chapitre 7, dédié à l'interprétation statistique des résultats.

D'un point de vue technique, un certain nombre de considérations sont nécessaires à la bonne réalisation de l'analyse statistique. Tout d'abord, un *binning* variable est appliqué aux distributions de BDT, comme illustré figure 8.21, assurant une prédiction du bruit de fond sur l'ensemble de la distribution de BDT. Ce dernier est optimisé afin que l'incertitude statistique par bin ne dépasse pas un seuil de 40% afin de ne pas trop dégrader la sensibilité de l'analyse dans les bins à faible statistique en bruit de fond, en particulier à haute valeur de BDT où est principalement situé le signal. De plus, au cours de l'analyse les distributions de BDT pour les canaux électron et muon sont séparées pour maximiser l'information disponible. Afin de réduire l'effet des incertitudes systématiques sur la sensibilité de l'analyse, un paramètre de nuisance correspondant à un facteur d'échelle correctif sur la normalisation globale du bruit de fond dominant $t\bar{t}$ est ajustée dans les données durant l'analyse statistique. Cet ajustement tient compte des fluctuations statistiques et systématiques de l'ensemble des bruits de fond. Sur l'ensemble des canaux combinés, la différence relative entre le nombre d'événements $t\bar{t}$ ajusté dans les données et le nombre d'événements attendus est de $2.3 \pm 0.7\%$. Enfin dans le cadre des recherches de production associée W/W'_L , les processus *single-top* en voie s sont retirés des contributions de bruit de fond car ils font partie intégrante du signal.

La figure 8.23 présente les limites d'exclusion observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de la production $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ et de la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$ tenant compte des effets d'interférence, en fonction de la masse du boson $W'_{R/L}$. Ces limites d'exclusion obtenues sont calculées en tenant compte de l'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques. On précisera que dans le dernier scénario, figure 8.23(c), les résultats ne sont pas montrés au-delà d'une masse de boson W'_L supérieure à 2 TeV en raison d'un manque d'événements signal dans les échantillons de signal générés pour les hautes masses de boson W'_L . Le tableau 8.16 résume quant à lui les valeurs des sections efficaces théoriques et des limites d'exclusion observées à 95% de niveau de confiance de ces mêmes processus pour quelques hypothèses de masse de boson $W'_{R/L}$.

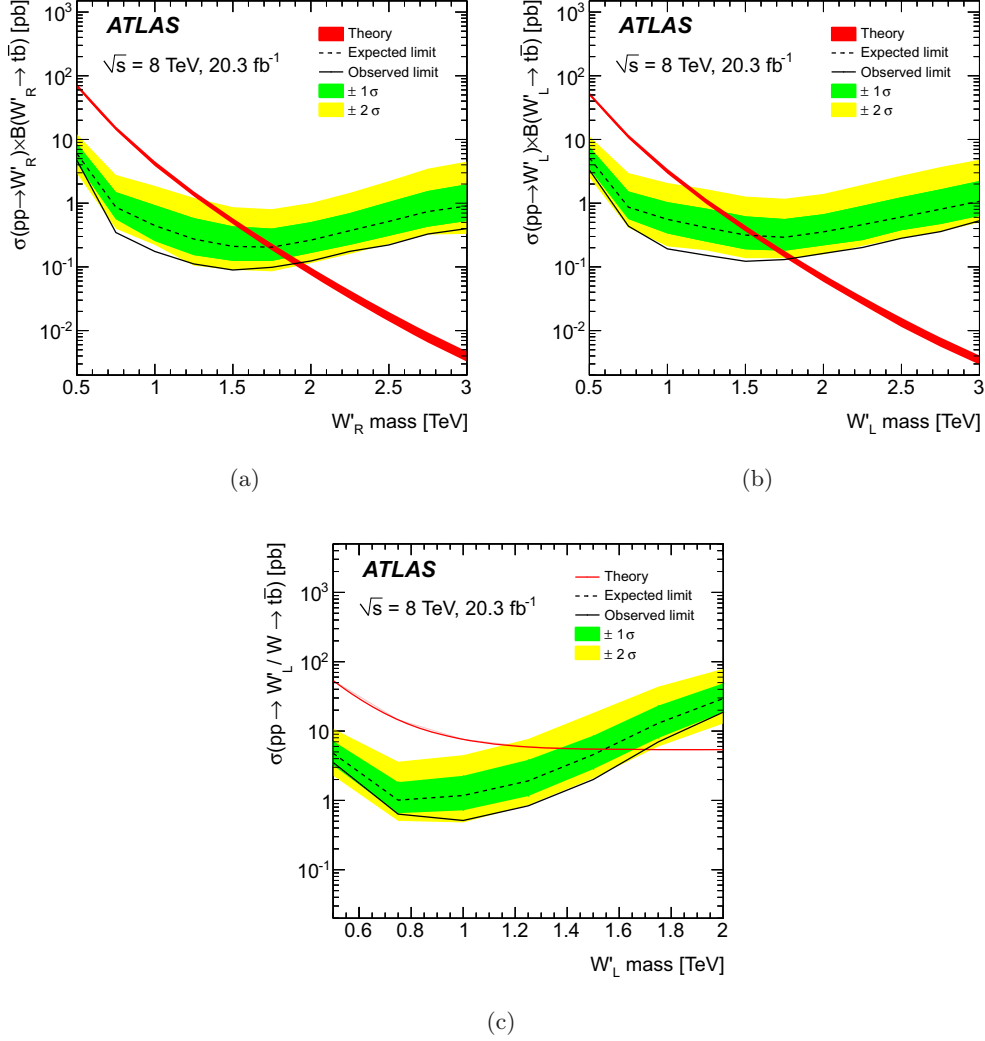


FIGURE 8.23: Limites d'exclusion observées et attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson W' pour (a) des bosons W' droits ou (b) gauches ainsi que pour (c) la production associée $pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$ tenant compte des effets interférences. Dans ce dernier cas, les résultats ne sont pas montrés au-delà d'une masse de boson W'_L supérieure à 2 TeV en raison d'un manque d'événements de signal de boson W'_L dans les échantillons de signal générés pour les hautes masses de boson W'_L . L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques est pris en compte sur ces graphiques [62].

$m_{W'}$ [TeV]	$pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$		$pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$		$pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$	
	Théorie [pb]	Limite observée [pb]	Théorie [pb]	Limite observée [pb]	Théorie [pb]	Limite observée. [pb]
0.5	52	3.3	70	4.7	53	3.5
1.0	3.2	0.19	4.2	0.17	7.6	0.51
1.5	0.40	0.12	0.52	0.089	5.5	2.0
2.0	0.067	0.16	0.086	0.12	5.4	19
2.5	0.014	0.28	0.017	0.22	-	-
3.0	0.0035	0.53	0.004	0.40	-	-

Tableau 8.16: Sections efficaces théoriques et limites d'exclusion observées à 95% de niveau de confiance sur la production $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ et la production associée $W/W_L \rightarrow t\bar{b}$ tenant compte des effets d'interférence, pour plusieurs hypothèses de masse de boson $W'_{R/L}$. Dans le dernier cas, les résultats ne sont pas montrés au-delà d'une masse de boson W'_L supérieure à 2 TeV en raison d'un manque d'événements de signal de boson W'_L dans les échantillons de signal générés pour les hautes masses de boson W'_L . L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques est pris en compte dans le calcul de limites [62].

Les graphiques de la figure 8.23 nous renseignent sur la capacité de l'analyse à exclure un signal de boson $W'_{R/L}$ sur toute la gamme de masse étudiée de 0.5 à 3.0 TeV. En effet, si nous sommes capables d'exclure des sections efficaces plus faibles que les sections efficaces prédites par la théorie, nous sommes donc capables d'exclure le point de masse correspondant. Ainsi, les points de masse pour lesquels la limite d'exclusion sur la section efficace est inférieure à la section efficace théorique seront considérés comme exclus à 95% de niveau de confiance. La limite d'exclusion sur la masse du boson $W'_{R/L}$ sera donné par le point masse correspondant à l'intersection des courbes de la prédiction théorique et la limite d'exclusion sur la section efficace de production de la particule. Ces limites d'exclusion attendues et observées à 95% de niveau de confiance, obtenues dans les trois scénarios étudiés, sont résumés dans le tableau 8.17.

Limite	$pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$	$pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$	$pp \rightarrow W/W'_L \rightarrow t\bar{b}$
	$m_{W'_R}$ [TeV]	$m_{W'_L}$ [TeV]	$m_{W'_L}$ [TeV]
Attendue	1.75	1.57	1.54
Observée	1.92	1.80	1.70

Tableau 8.17: Limites d'exclusion attendues et observées à 95% de niveau de confiance sur la masse du boson $W'_{R/L}$ dans les trois scénarios étudiés. Ces résultats prennent en compte l'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques.

On remarque que le rapport entre la limite d'exclusion sur la section efficace et la section efficace théorique augmente avec la masse du boson $W'_{R/L}$. Ceci témoigne de la diminution progressive de la sensibilité de l'analyse et en particulier à hautes masses où l'efficacité de sélection du signal est plus faible. Ceci s'explique par le fait que la topologie d'événement change progressivement vers une topologie dite *boostée* pour laquelle nos critères d'isolation des objets ou encore d'identification de jets de quarks beaux appliqués jusque-là ne sont plus véritablement adaptés.

On remarque également que les limites d'exclusions observées sont plus basses que les limites d'exclusion attendues, et ce, sur toute la gamme de masse de boson W' exploré. Cet effet, faisant l'objet d'une discussion plus détaillée en annexe E, s'explique par un déficit de données en comparaison du nombre d'événements attendus de bruit de fond dans les régions à hautes valeurs de BDT (supérieure à 0), région où piquent la plupart des distributions de signal, comme illustré figure 8.16. Les distributions de BDT de signal ayant des largeurs relativement importantes, se superpose à ce déficit. Ainsi l'ensemble des limites d'exclusions sur la section efficace observée sont affectées par ces fluctuations de données. Il fut également montré que l'ajout des incertitudes systématiques tendait à accentuer cet effet.

Enfin, une analyse alternative utilisant la masse invariante du système $t\bar{b}$ à la place de la distribution de BDT fut réalisée afin d'extraire des limites d'exclusion sur la section efficace du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson W'_R , offrant ainsi une comparaison intéressante avec l'analyse BDT. Cette analyse alternative utilise exactement les mêmes critères de sélection que pour l'analyse BDT. Les distributions de masse invariante $m_{t\bar{b}}$ pour les canaux 2/3-jet 2-tag électron et muon sont alors exploitées dans une analyse statistique ayant la même configuration que celle de l'analyse BDT. Un *binning* variable, comme illustré figures 8.22(a) et 8.22(b), est également appliqué sur les distributions de masse invariante. Ce dernier est défini de telle sorte que chaque bin ait la même largeur en échelle logarithmique sur tout le spectre de masse invariante. La figure 8.24 présente les comparaisons des limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées entre cette analyse alternative et l'analyse BDT.

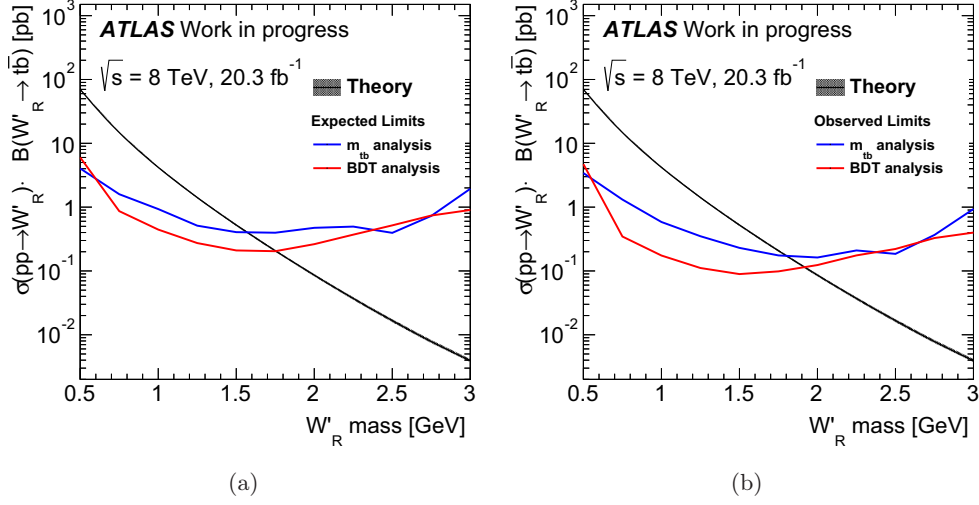


FIGURE 8.24: Comparaisons des limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées entre l'analyse BDT et une analyse alternative utilisant la masse invariante de système $t\bar{b}$. L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques est pris en compte sur ces graphiques.

On observe ainsi que l'analyse BDT offre de meilleures performances en matière de limite d'exclusion sur la section efficace du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ en comparaison avec l'analyse utilisant la masse invariante $m_{t\bar{b}}$, et ce, en particulier pour les régions de masses intermédiaires de boson W'_R . Les limites d'exclusion attendues et observées obtenues par l'analyse alternative sur la masse du boson W'_R sont respectivement de 1.57 TeV et de 1.80 TeV. Nous montrons ainsi que l'analyse BDT permet une amélioration de 180 GeV de la limite d'exclusion attendue sur la masse du boson W'_R et de 120 GeV sur la limite d'exclusion observée.

8.7.3 Limites d'exclusion sur le couplage effectif g'/g

Il est intéressant d'étendre les contraintes obtenues sur les sections efficaces de production du boson W' aux paramètres du modèle effectif décrit équation 8.2 et en particulier sur le rapport des constantes de couplage g'/g . En effet, ce rapport g'/g est très utile pour réaliser des comparaisons directes avec l'ensemble des modèles théoriques décrivant la dynamique d'interaction du boson W' par un lagrangien d'interaction de la forme de l'équation (8.1). Ainsi, des contraintes obtenues sur ce rapport peuvent être directement transposées à des modèles théoriques plus spécifiques comme les modèles *Little Higgs* [182] ou encore les modèle des Extra Dimensions Universelles (UED) [183]. Zack Sullivan et al. montrent que plus généralement, pour l'ensemble des modèles théoriques reposant sur de multiples mélanges de groupes $SU(2)_L$, il existe des contraintes sur les couplages des différents bosons de jauge dues à la mesure expérimentale de g , telles que [150] :

$$\frac{1}{g_1^2} + \frac{1}{g_2^2} + \dots + \frac{1}{g_n^2} = \frac{1}{g^2} \simeq \frac{1}{0.427}, \quad (8.20)$$

où g_1, g_2, \dots, g_n représentent les constantes de couplage des différents bosons de jauge de la théorie. Des contraintes peuvent être alors déduites sur ces constantes. Tout d'abord afin que la théorie reste perturbative, chaque constante de couplage est bornée supérieurement par $\sqrt{4\pi}$ (cf. section 1.2.4). La valeur minimale est quant à elle déterminée en se plaçant dans la situation où il existe au moins un boson W' et où l'une des constantes serait égale à $\sqrt{4\pi}$:

$$\frac{1}{g_1^2} + \frac{1}{4\pi} = \frac{1}{g^2} \simeq \frac{1}{0.427} \quad \rightarrow \quad g_1 > \left(\frac{1}{\frac{1}{0.427} - \frac{1}{4\pi}} \right)^{\frac{1}{2}} = 1.02g \quad (8.21)$$

Ainsi les contraintes sur ces constantes de couplage telles que $1.02g < g_{1,2,\dots} < \sqrt{4\pi}$, où la limite supérieure est déterminée afin que la théorie reste perturbative. Dans ces modèles, où il existe au moins un boson W' , le rapport g'/g s'en trouve bornée par les valeurs suivantes $0.187 < g'/g < 5.34$. Comme la plupart des modèles théoriques ont une préférence pour des valeurs $g'/g \sim 1$, notamment dans les modèles de symétrie droite/gauche [184], une approche en matière de limites d'exclusion sur ce rapport permet de contraindre une majorité d'entre eux.

Il est possible d'extraire des limites d'exclusion sur le rapport g'/g à partir des limites d'exclusion obtenues sur la section efficace de production du boson W' . Pour une certaine hypothèse de masse du boson W' , une valeur de la constante de couplage g' sera considérée comme exclue si la section efficace correspondante est supérieure à la limite d'exclusion sur la section efficace obtenue initialement. En se plaçant dans l'approximation de résonance étroite (*narrow width approximation*), le rapport entre la largeur et la masse de la résonance tend vers zéro. Ceci implique que la fonction de Breit-Wigner tend vers une distribution δ de Dirac telle que :

$$\frac{1}{(\hat{s} - m_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 m_{W'}^2} \rightarrow \frac{\pi}{\Gamma_{W'} m_{W'}} \delta(\hat{s} - m_{W'}^2). \quad (8.22)$$

Dans cette approximation on ne peut produire que des bosons W' sur couche de masse. Ceci permet alors de factoriser la production du boson W' de sa désintégration dans l'expression de la section efficace :

$$\sigma(q\bar{q}' \rightarrow W' \rightarrow t\bar{b}) = \sigma(q\bar{q}' \rightarrow W') \times \text{Br}(W' \rightarrow t\bar{b}), \quad (8.23)$$

$$= \sigma(q\bar{q}' \rightarrow W') \times \frac{\Gamma(W' \rightarrow t\bar{b})}{\Gamma_{\text{total}}}. \quad (8.24)$$

Les largeurs Γ étant proportionnelles à g'^2 , on montre que la section efficace du processus $pp \rightarrow W'_{R/L} \rightarrow t\bar{b}$ est proportionnelle à g'^2 . Toutefois, pour des valeurs de rapport g'/g très supérieures de 1 ou pour des masses de boson W' élevées, supérieures à 2 TeV, la largeur intrinsèque de la particule rend la section efficace sensible aux mêmes effets de PDF, que ceux discutés à la fin de section 8.5.3 pour expliquer la forme des distributions de BDT à hautes masses. Ainsi des corrections doivent être prises en compte afin de déterminer la dépendance réelle de la section efficace de production du boson W' au rapport $(g'/g)^2$.

Des facteurs correctifs sont alors déterminés, grâce au générateur MADGRAPH, en calculant à l'arbre les sections efficaces de production du boson W' pour différentes hypothèses de masse, et valeurs de couplage g' , pour des bosons W'_R et W'_L . Ces facteurs correctifs sont calculés à partir de l'équation suivante :

$$f_{\text{corr}}(g'/g, m_{W'}) = \frac{\sigma_{\text{th}}(g' \neq g, m_{W'})}{\sigma_{\text{th}}(g' = g, m_{W'}) \times (g'/g)^2}. \quad (8.25)$$

Il a été vérifié que les corrections à l'ordre NLO dans le calcul des sections efficaces n'affectaient que très légèrement les valeurs de ces facteurs correctifs et ont donc été négligées. Finalement, les valeurs de g'/g exclues à 95% de niveau de confiance correspondront aux valeurs vérifiant l'équation suivante :

$$\left(\frac{g'}{g}\right)^2 > \frac{\sigma_{\text{Limite}}(m_{W'})}{\sigma_{\text{th}}(g' = g, m_{W'})} \times \frac{1}{f_{\text{corr}}(g'/g, m_{W'})}. \quad (8.26)$$

Toutefois, les effets de largeur, peuvent également avoir un impact sur l'acceptance du signal ainsi que sur les distributions cinématiques pour des valeurs $g'/g > 1$. Afin de prendre en compte cet effet additionnel, des échantillons d'événements supplémentaires ont été générés pour des valeurs g'/g égales à 2, 3, 4 et 5 pour différentes masses de bosons W'_L et W'_R . La figure 8.25 illustre les distributions de BDT correspondant à un signal de boson W'_R pour différentes hypothèses de masse et valeur du

rapport g'/g . On observe qu'à hautes masses, les distributions de BDT sont particulièrement affectées par l'augmentation du rapport g'/g . Malgré l'augmentation de la section efficace avec le rapport g'/g , une distorsion trop importante de la distribution de BDT peut avoir un impact significatif sur la capacité de l'analyse à exclure le point de masse correspond.

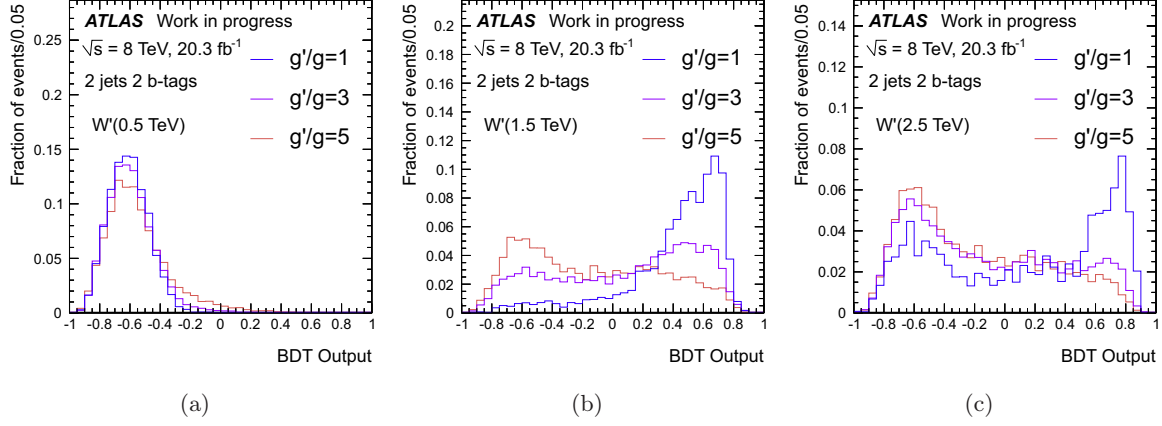


FIGURE 8.25: Distributions de BDT d'un signal de boson W'_R dans trois configurations de couplage effectif : $g'/g = 1, 3$ et 5 , et pour des hypothèses de masse de (a) 0.5 , (b) 1.5 , (c) 2.5 TeV.

Ainsi, afin de prendre en compte l'ensemble des effets de largeur sur la section efficace et sur l'acceptance, des limites d'exclusion sont calculées à partir de ces échantillons d'événements. La figure 8.26 présente les contours d'exclusion finaux obtenus sur le rapport g'/g pour chacune des recherches de boson W'_R et W'_L , ne prenant pas en compte pour le boson W'_L les effets d'interférences. Ces graphiques nous donnent une vision d'ensemble des régions en masse exclues pour l'ensemble des valeurs du rapport g'/g jusqu'à la limite non-perturbative ($g'/g \sim 5$) de la théorie. On observe que les plus basses limites d'exclusion observées et attendues sur le rapport g'/g sont respectivement de 0.20 et 0.28 dans le cadre de la recherche de bosons W'_R et de 0.16 et 0.24 pour la recherche de bosons W'_L , l'ensemble des ces valeurs étant obtenues pour une masse de boson $W'_{R/L}$ de 0.75 TeV.

8.8 Conclusions

Nous venons de présenter dans ce chapitre une recherche spécifique du boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau à travers une approche de couplage effectif, dans des états finals de désintégrations leptoniques du quark top. Cette recherche, réalisée avec 20.3 fb^{-1} de données de collision proton-proton, produites par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et collectées par le détecteur ATLAS en 2012, couvre une gamme de masse allant de 0.5 à 3.0 TeV pour des bosons W' se couplant à des fermions de chiralité gauche et droite. Trois scénarios furent envisagés pour la recherche de bosons W'_R , W'_L et de la production associée W/W'_L tenant compte des effets d'interférence. Des méthodes Monte-Carlo furent utilisées pour simuler les processus de signal et de bruits de fond de physique suivant leur modèle théorique respectif ainsi que la réponse du détecteur ATLAS en vue de comparer les prédictions théoriques aux données réelles. Après avoir défini un certain nombre de critères de sélection d'événements puis estimé les différentes contributions de bruit de fond, une analyse multivariée par arbres de décision boostés fut réalisée afin de discriminer le signal du bruit de fond et tenter de mettre en évidence un excès. Des algorithmes de BDT furent spécifiquement entraînés dans les régions de signal pour chacune des recherches de boson W'_R et W'_L , avant d'être appliqués aux données de l'expérience. Aucun excès ne fut observé au-delà des incertitudes expérimentales pour la statistique de données analysée jusque-là. Une analyse statistique a ensuite été

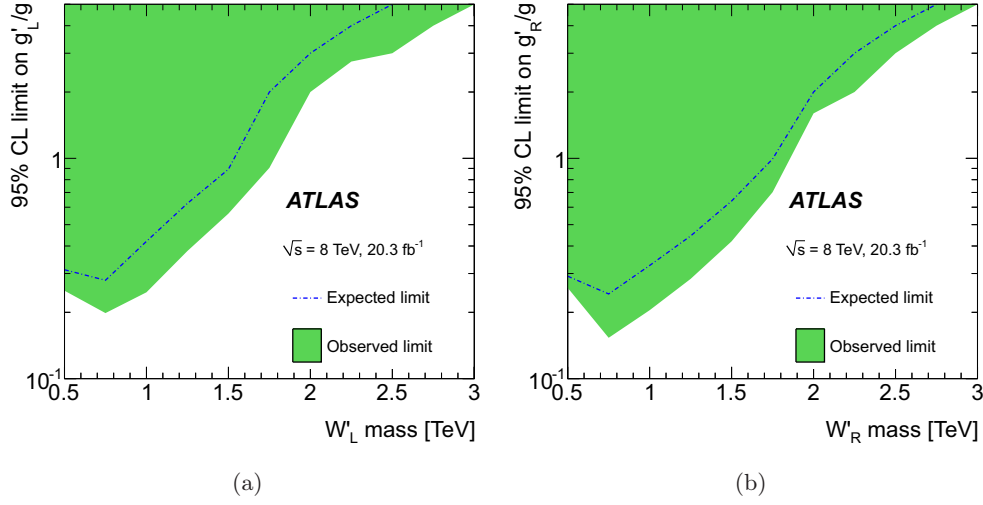


FIGURE 8.26: Contours d'exclusions observés et attendus à 95% CL dans le plan couplage effectif g'/g vs. masse du boson W' , pour recherche de bosons (a) W'_R et (b) W'_L . L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques sont prises en compte sur ces graphiques. [62]

réalisée afin d'extraire des limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur la masse, la section efficace ainsi que sur les couplages effectifs de la particule. Des masses inférieures à 1.92, 1.80 et 1.70 TeV furent exclues respectivement pour des bosons W'_R et W'_L tenant compte ou non des effets d'interférence. Les limites d'exclusion les plus basses observées sur le rapport g'/g , respectivement de 0.20 et 0.16 pour les recherches de bosons W'_R et W'_L , furent obtenues pour une masse de boson $W'_{R/L}$ de 0.75 TeV. Enfin, au cours de cette analyse, il fut montré les excellentes performances de l'analyse multivariée en matière de limite d'exclusion sur les sections efficaces de production des différents processus recherché en comparaison avec une analyse plus standard utilisant le spectre de masse invariante du système $t\bar{b}$, justifiant ainsi la stratégie d'analyse envisagée. L'ensemble de ces résultats fut rendus publics en septembre 2014 par la collaboration ATLAS et publiés en février 2015 dans le journal *Physics Letters B* [62].

Chapitre 9

Recherche de résonances $H^+ \rightarrow t\bar{b}$

9.1 Motivations

Au chapitre 8 nous avons présenté une recherche de bosons W' se désintégrant en un quark top et quark beau dans des états finals semi-leptoniques à deux ou trois jets. L'approche effective que nous avons mise en place pour cette analyse nous assurait de couvrir l'ensemble des modèles théoriques décrivant l'interaction de nouveaux bosons vecteurs chargés avec des fermions chiraux par un lagrangien du type de celui décrit par l'équation (8.1). Toutefois, d'autres modèles de Nouvelle Physique peuvent également conduire aux mêmes états finals que ceux recherchés au chapitre précédent. Ces derniers peuvent faire intervenir de nouvelles particules et de nouveaux couplages. C'est notamment le cas des modèles à deux doublets de Higgs (2HDM), prédisant entre autres un nouveau boson scalaire chargé, généralement noté H^+ , pouvant se coupler à des fermions chiraux comme le quark top et le quark beau par des interactions de type Yukawa [35].

Nous nous sommes alors intéressés à la réinterprétation de la recherche des bosons W' réalisée précédemment en une recherche d'un boson de Higgs chargé H^+ se désintégrant en un quark top un quark beau dans les mêmes états finals semi-leptoniques. Cette recherche couvre une gamme de masse du boson H^+ de 0.4 à 2.0 TeV, et réutilise l'infrastructure d'analyse développée pour la recherche du boson W' . Après avoir présenté brièvement le formalisme des modèles à deux doublets de Higgs, et la phénoménologie du boson H^+ , nous discuterons de la stratégie de réinterprétation et de certaines ré-optimisations apportées, avant de conclure sur les premiers résultats obtenus et les sensibilités attendues pour la recherche du signal $H^+ \rightarrow t\bar{b}$. L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre sont des résultats préliminaires.

9.2 Modèles à deux doublets de Higgs et approche effective

Cette première section présente brièvement les motivations et le formalisme des modèles à deux doublets de Higgs. En particulier nous reviendrons sur des éléments de la phénoménologie du boson scalaire H^+ afin de déterminer des scénarios théoriques à explorer.

9.2.1 Généralités sur les Modèles à deux doublets de Higgs

Les modèles à deux doublets de Higgs représentent les plus simples extensions du secteur du Higgs du Modèle Standard. Ils se présentent comme un laboratoire théorique très intéressant pouvant ajouter de nouveaux phénomènes. Par exemple, ils peuvent introduire une violation spontanée et explicite de la symétrie CP pouvant participer à l'explication de l'asymétrie baryonique dans l'Univers, la violation du nombre leptonique, prédire l'existence de bosons scalaires chargés ou encore proposer un candidat matière noire.

Il existe ainsi de nombreuses extensions théoriques à deux doublets de Higgs. Les modèles généraux sont classés en fonction de la structure de leur secteur de Yukawa, ou encore de la façon dont le secteur bosonique se comporte vis-à-vis des transformations de symétrie CP. Par exemple dans le modèle dit de type I, seul un doublet de Higgs est responsable de la masse des bosons de jauge et des

fermions. Il se couplera donc à tous les fermions. En revanche, dans le modèle de type II, les quarks "up" se couplent à un doublet tandis que les quarks "down" et les leptons se couplent au deuxième. On compte également un modèle dit "*Lepton-specific*" où le couplage des quarks est le même que celui décrit dans le modèle de type I tandis que celui des leptons suit le modèle de type II. Enfin, dans le modèle dit "*Flipped*" le couplage des quarks est le même que celui décrit dans le modèle de type II et celui des leptons le même que dans le modèle de type I. Une revue très détaillée de tous ces modèles 2HDM est disponible dans la référence [35]. Le modèle de type II est l'un des plus étudiés car il présente la particularité de décrire le même secteur de Higgs que celui du modèle Super-Symétrique minimal (MSSM). Une comparaison entre ces deux modèles est disponible dans la référence [185].

L'introduction d'un deuxième doublet de champs scalaires dans le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible offre à la structure du vide des modèles 2HDM une phénoménologie beaucoup plus riche que celle du Modèle Standard. Considérons le potentiel scalaire le plus général pour deux doublets de champs scalaires Φ_1 et Φ_2 invariants sous $SU(2)_L$:

$$V_{2\text{HDM}} = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left[m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \text{h.c.} \right] \quad (9.1)$$

$$+ \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \frac{1}{2} \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \frac{1}{2} \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \quad (9.2)$$

$$+ \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \left[\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \right] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}. \quad (9.3)$$

L'ensemble des paramètres m_{ij}^2 et λ_i sont généralement considérés comme réels. Il est toutefois possible que les paramètres λ_{5-7} et m_{12}^2 soient complexes. Ceci permet d'introduire explicitement une violation de la symétrie CP dans le secteur du Higgs.

De la même manière que pour le mécanisme de Higgs du Modèle Standard, le choix d'un minimum du potentiel brise aussitôt la symétrie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ mais ne préserve pas automatiquement la symétrie $U(1)_{EM}$. Ceci est assuré en alignant les deux valeurs attendues du vide des deux doublets telles que :

$$\Phi_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Phi_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix} \quad (9.4)$$

Un développement perturbatif des champs $\Phi_{1,2}$ autour de la valeur minimale du potentiel modifie son expression de telle sorte que :

$$\Phi_a^0 = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ (v_a + \rho_a + i\eta_a)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad a = 1, 2. \quad (9.5)$$

Il apparaît ainsi huit champs supplémentaires. Trois d'entre eux sont absorbés pour donner les composantes longitudinales des bosons de jauge W et Z . Les cinq champs restants correspondent à des champs (dits "de Higgs") physiques. On compte deux champs scalaires chargés H^\pm , deux champs scalaires neutres et un champ pseudo-scalaire.

Afin d'obtenir ces champs physiques, il est nécessaire de diagonaliser les matrices de masse pour les bosons scalaires et pseudo-scalaire [35]. Il est alors introduit deux angles de rotation permettant de diagonaliser ces matrices. Un angle α sera associé à la matrice de masse des bosons scalaires neutres. Tandis qu'un angle β sera associé aux matrices de masse des bosons scalaires chargés et pseudo-scalaires. Il est défini de telle sorte que :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (9.6)$$

Ces angles α et β sont des paramètres fondamentaux des modèles 2HDM et déterminent les interactions entre les champs de Higgs avec les bosons de jauge et les fermions.

9.2.2 Boson de Higgs chargé et couplage de Yukawa

La prédiction d'un boson scalaire H^\pm est l'une des principales caractéristiques de tous les modèles 2HDM. Sa recherche est donc essentielle pour savoir si les modèles 2HDM sont choisis par la nature pour décrire la structure du vide quantique et la brisure de la symétrie électrofaible.

Tout comme pour la recherche du boson W' , l'idée est de considérer un modèle effectif afin de décrire le couplage du boson H^+ aux fermions. Pour la plupart des modèles 2HDM ne provoquant pas de changement de saveur par courant neutre (FCNC), le lagrangien d'interaction le plus général s'écrit :

$$\mathcal{L}_{H^+} = -H^+ \left(\frac{\sqrt{2}V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \mathbf{X} P_L + m_d \mathbf{Y} P_R) d + \frac{\sqrt{2}m_l}{v} \mathbf{Z} \bar{\nu}_L l_R \right) + \text{h.c.} \quad (9.7)$$

À la différence du lagrangien décrivant l'interaction du boson W' , ce lagrangien décrit un couplage de Yukawa entre le boson H^+ et les fermions, où la masse de ces derniers intervient dans l'expression. On reconnaît les opérateurs de parité droite et gauche $P_{R,L} = (1 \pm \gamma_5)/2$, ainsi que V'_{ud} qui représente la matrice CKM contenant les informations sur les probabilités de changement de saveur des quarks u et d lors de leur interaction avec le boson H^+ . Les valeurs des coefficients \mathbf{X} , \mathbf{Y} and \mathbf{Z} pour les différents modèles 2HDM présentés section 9.2.1 sont données dans le tableau 9.1 ci-dessous.

	Type I	Type II	Lepton-specific	Flipped
\mathbf{X}	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
\mathbf{Y}	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$	$-\tan \beta$
\mathbf{Z}	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$

Tableau 9.1: Valeurs des coefficients \mathbf{X} , \mathbf{Y} and \mathbf{Z} pour les différents modèles 2HDM présentés section 9.2.1, où $\tan \beta = v_2/v_1$.

9.2.3 Simulation et phénoménologie du signal

Des échantillons d'événements de signal $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ ont été générés à partir du modèle 2HDM de type II décrivant le couplage du boson H^+ aux fermions par un lagrangien d'interaction de la forme de celui de l'équation (9.7). Cette génération fut réalisée avec le générateur MADGRAPH5 associé à PYTHIA8 pour différents points de masse de boson H^+ de 0.4 à 2.0 TeV par pas de 0.2 TeV. Ces échantillons d'événements ont été générés dans l'approximation de résonance étroite. Il fut donc nécessaire d'étudier les effets de largeur de la résonance pour différentes paramétrisations du modèle d'interaction afin d'évaluer la validité de cette approximation.

Le figure 9.1 illustre les rapports d'embranchement du boson H^+ dans le modèle 2HDM de type II pour deux valeurs de $\tan \beta$ [186]. Les désintégrations de type $S^0 W^\pm$, où S^0 est un boson de Higgs neutre, ne sont pas prises en compte. On observe qu'au-dessus de la limite cinématique, et en particulier dans la région de masse du boson H^+ explorée dans cette analyse, la désintégration $H^+ \rightarrow t\bar{b}$ est dominante.

De ce fait, nous sommes placés dans l'hypothèse où la largeur partielle de désintégration $\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ pouvait être assimilée à la largeur totale de la résonance. Les largeurs partielles de désintégration au premier ordre du boson H^+ en deux fermions au premier ordre peuvent se calculer analytiquement, comme illustré section 2.4.1 de la référence [187]. La largeur de désintégration $\Gamma(H^+ \rightarrow t_L \bar{b}_R)$ dans

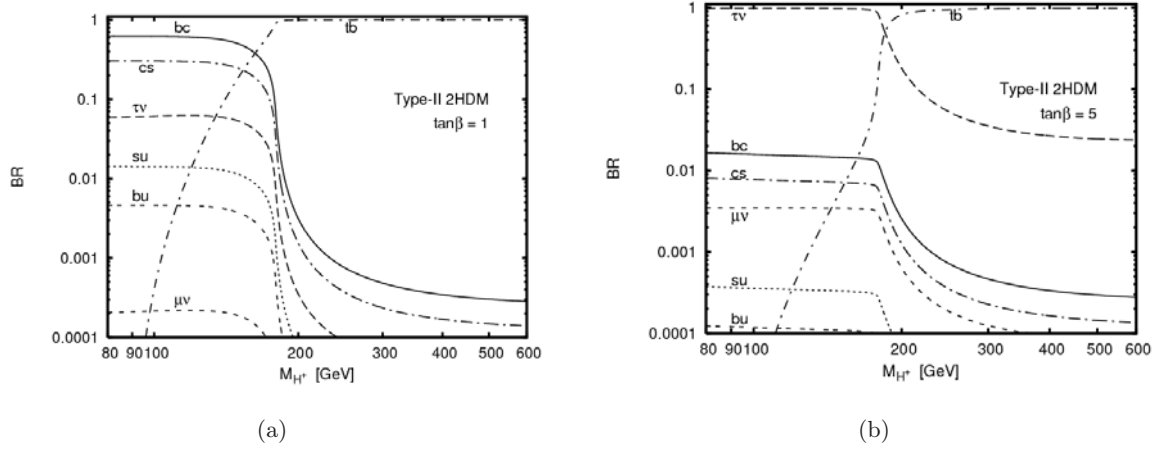


FIGURE 9.1: Rapports d'embranchement du boson H^+ dans le modèle 2HDM de type II pour des valeurs de (a) $\tan \beta = 1$ et (b) $\tan \beta = 5$ [186]. Les désintégrations de type $S^0 W^\pm$, où S^0 est un boson de Higgs neutre, ne sont pas prises en compte.

un modèle 2HDM de type II sécrira par exemple :

$$\Gamma(H^+ \rightarrow t_L \bar{b}_R) = \frac{3m_{H^+}}{8\pi} \left[1 - \left(\frac{m_t + m_{\bar{b}}}{m_{H^+}} \right)^2 \right] \left| \frac{\sqrt{2}}{v} \frac{m_t}{\tan \beta} \right|^2 \left[\left(1 - \frac{m_t}{m_{H^+}} - \frac{m_{\bar{b}}}{m_{H^+}} \right)^2 - 4 \frac{m_t + m_{\bar{b}}}{m_{H^+}} \right]. \quad (9.8)$$

La figure 9.2 illustre ainsi les largeurs partielles de désintégrations $\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ calculées pour différentes hypothèses de masse de boson H^+ en fonction du paramètre $\tan \beta$ dans le cadre du modèle 2HDM de type II. Ces graphiques illustrent par ailleurs les deux contributions complémentaires à cette largeur partielle en fonction des états de chiralité possibles du quark top et du quark beau. Le tableau 9.2 résume quant à lui les valeurs numériques des largeurs partielles de désintégrations $\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ calculées pour différentes hypothèses de masse de boson H^+ pour quelques valeurs de $\tan \beta$ dans le cadre d'un modèle 2HDM type II.

H^+ mass [GeV]	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000
$\tan \beta$									
0.3	120	350	600	860	1100	1400	1600	1900	2200
0.4	69	200	340	480	630	780	920	1100	1200
0.5	44	130	220	310	400	500	590	690	780
1	11	32	54	772	100	120	150	170	190
2	2.8	8.0	14	19	25	31	37	43	49.
5	0.60	1.7	3.0	4.2	5.5	6.8	8.1	9.3	11
10	0.76	2.2	3.7	5.3	6.9	8	10	12	13
15	1.5	4.3	7.3	10	14	17	20	23	26
20	2.6	7.4	13	18	24	29	35	40	46
50	16	46	79	110	150	180	220	250	280

Tableau 9.2: Valeurs numériques des largeurs partielles de désintégrations $\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ calculées pour différentes hypothèses de masse de boson H^+ pour quelques valeurs du paramètre $\tan \beta$ dans le cadre d'un modèle 2HDM type II.

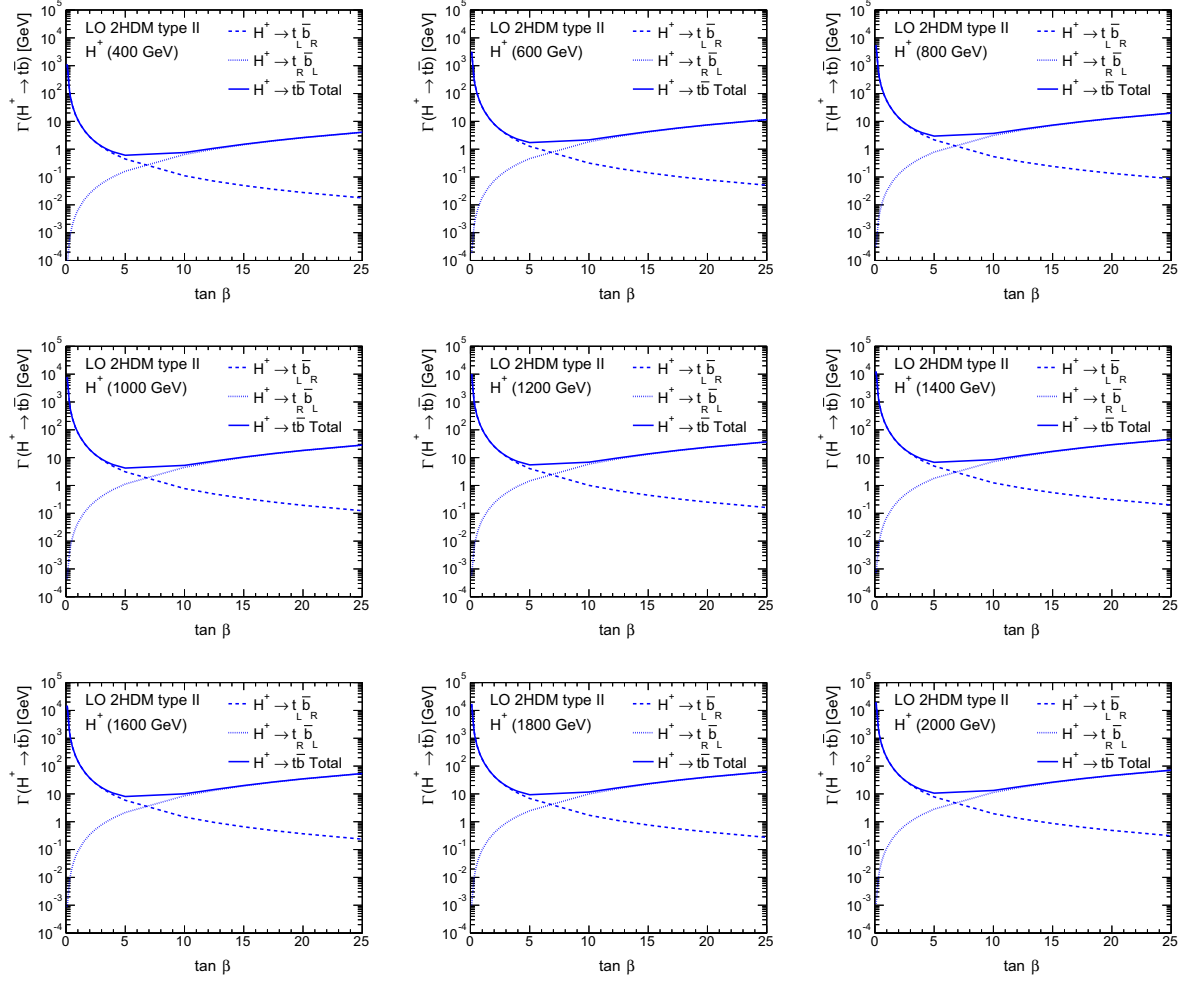


FIGURE 9.2: Largeurs partielles de désintégrations $\Gamma(H^+ \rightarrow t\bar{b})$ calculées pour différentes hypothèses de masse de boson H^+ en fonction du paramètre $\tan\beta$ dans le cadre d'un modèle 2HDM type II.

On observe que pour des valeurs $\tan\beta < 3$ et $\tan\beta > 10$ les largeurs de désintégration deviennent trop importantes pour que l'approximation de résonance étroite reste valable. De plus, il faut également tenir compte des effets de résolution du détecteur venant dégrader davantage les largeurs des résonances. Ainsi, afin d'être capable de sonder convenablement ces régions il est nécessaire de prendre en compte ces effets.

Enfin, la figure 9.3 présente les sections efficaces théoriques LO de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ calculées avec MadGraph5 pour différentes valeurs de $\tan\beta$ où les largeurs totales de désintégration du boson H^+ correspondent aux valeurs calculées dans le tableau 9.2. On observe que pour des valeurs de $\tan\beta$ supérieures à 1, ces sections efficaces de production restent très faibles.

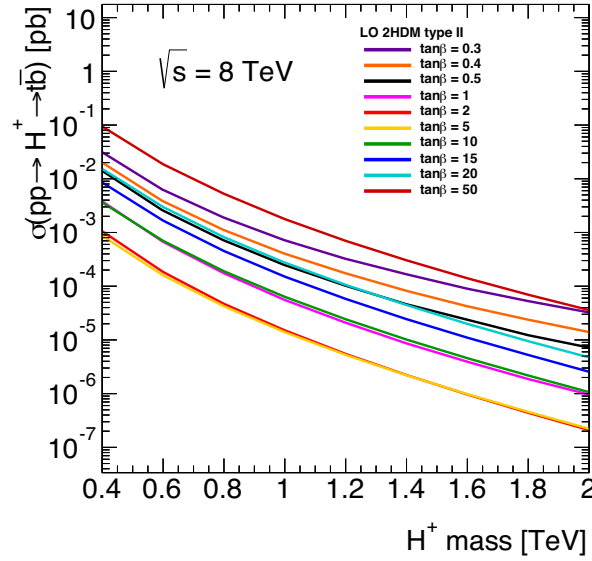


FIGURE 9.3: Sections efficaces théoriques LO de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ calculées avec MadGraph5 pour différentes valeurs du paramètre $\tan\beta$ où les largeurs totales de désintégration du boson H^+ correspondent aux valeurs calculées dans le tableau 9.2.

9.3 Analyse et premiers résultats

D'un point de vue expérimental, ce genre de réinterprétation est très avantageux. En effet, la signature expérimentale dans l'état final étant identique, elle permet de réutiliser entièrement l'infrastructure d'analyse développée pour la recherche du boson W' . Ainsi, les mêmes critères de sélections sont appliqués sur les échantillons de signal (c.f. section 8.3). L'estimation des bruits de fond déterminée pour la recherche du boson W' reste également la même. On rappellera que les régions de signal sont définies par les événements pour lesquelles la masse invariante reconstruite $m_{t\bar{b}}$ est supérieure à 330 GeV.

9.3.1 Reparamétrisation de l'algorithme de BDT

Une analyse multivariée par arbre de décision boostée est également réalisée afin de discriminer le signal de boson H^+ du bruit de fond du Modèle Standard. Toutefois, la stratégie d'optimisation des algorithmes de BDT a été réévaluée. De la même façon que décrit en annexe B, des études comparatives préliminaires furent réalisées afin de déterminer les performances de différentes paramétrisations de

BDT en matière de limite d'exclusion attendues sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$. On précisera que dans le cadre de ces études toutes les incertitudes systématiques n'ont pas été prises en compte dans le calcul de limite.

La figure 9.4 présente les limites d'exclusions attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson H^+ pour différents entraînements d'algorithmes de BDT. Chaque courbe représente les limites d'exclusion obtenues à partir d'un algorithme de BDT entraîné spécifiquement pour un point de masse donné de signal de boson H^+ générés de 0.6, 1.0 et 2.0 TeV, ainsi que celles obtenues par l'algorithme de BDT utilisé pour la recherche du boson W' entraîné avec signal de boson W' à 1.75 TeV, et une analyse utilisant la masse invariante du système $t\bar{b}$ à la place d'une distribution de BDT. Par construction, on observe que les meilleures performances en matière de limite d'exclusion attendue sont obtenues pour le point masse avec lequel l'algorithme de BDT a été entraîné. Toutefois, la plupart des algorithmes de BDT entraînés avec un signal à basse masse, en particulier pour des masses inférieures à 1 TeV, voient leurs performances dégradées de manière importante une fois appliqués sur des échantillons d'événements de signal de plus haute masse. On s'aperçoit également que l'algorithme de BDT optimisé pour la recherche du boson W' apporte le meilleur compromis en matière de performance sur la limite d'exclusion attendue, et ce, sur toute la gamme de masse explorée.

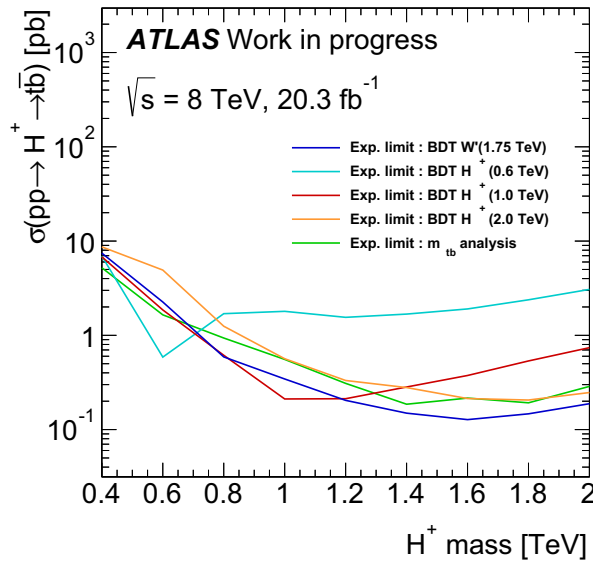


FIGURE 9.4: Limites d'exclusions attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson H^+ pour différents entraînements d'algorithmes de BDT réalisés avec 20.3 fb^{-1} de données simulées, en fonction de la masse de boson H^+ . Chaque courbe représente les limites d'exclusion obtenues à partir d'un algorithme de BDT entraîné spécifiquement pour un point de masse donné de signal de boson H^+ générés à 0.6, 1.0, et 2.0 TeV. Le graphique représente également les limites obtenues par l'algorithme de BDT utilisé pour la recherche de boson W' entraîné avec signal du boson W' à 1.75 TeV et une analyse utilisant la masse invariante du système $t\bar{b}$ à la place d'une distribution de BDT.

L'algorithme de BDT optimisé pour la recherche du boson W' est utilisé pour la réinterprétation de l'analyse. Nous profitons ainsi de la validation de la méthode réalisée dans les régions de contrôle dans le cadre de la recherche du boson W' (c.f. section 8.5.4). L'algorithme de BDT est alors appliqué sur les échantillons d'événements simulés de signal de boson H^+ respectivement dans les canaux 2-jet 2-tag et 3-jet 2-tag. La figure 9.5 illustre les distributions de BDT du bruit de fond et de signaux de

bosons H^+ pour différentes hypothèses de masse.

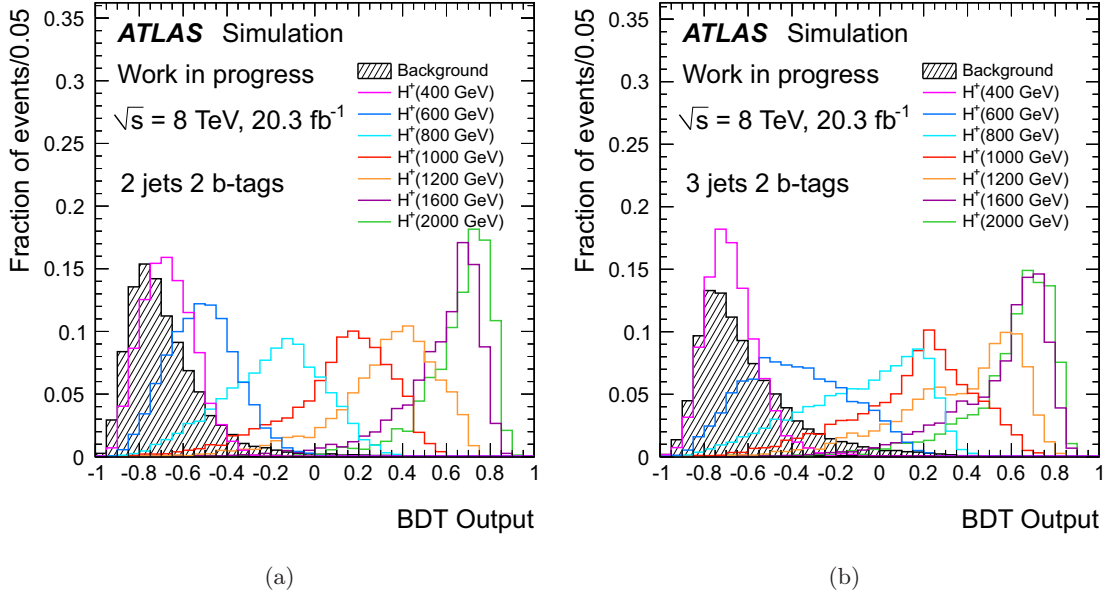


FIGURE 9.5: Distributions de BDT du bruit de fond et de signaux de bosons H^+ de différentes hypothèses de masse. Les distributions (a) et (b) correspondent respectivement aux régions de signal à 2 et 3 jets.

9.3.2 Premiers résultats

Les distributions de BDT dans les régions de signal à 2 et 3 jets sont combinées dans une analyse statistique afin d'extraire des limites d'exclusion sur les sections efficaces de la production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson H^+ . Cette analyse statistique est réalisée dans la même configuration que celles réalisées pour la recherche du boson W' (c.f. section 8.7.2).

La figure 9.6 présente la limite d'exclusion attendue sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson H^+ . L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques est pris en compte sur ces graphiques. Compte tenu des valeurs de sections efficaces obtenues section 9.2.3, cette analyse n'est pas en mesure d'exclure un signal de boson H^+ pour l'ensemble des scénarios théoriques considéré ici, compte tenu des faibles valeurs de sections efficaces prédites. La section efficace de production LO $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ pour $\tan \beta = 10$, valable pour l'approximation de résonance étroite est donnée comme valeur de référence.

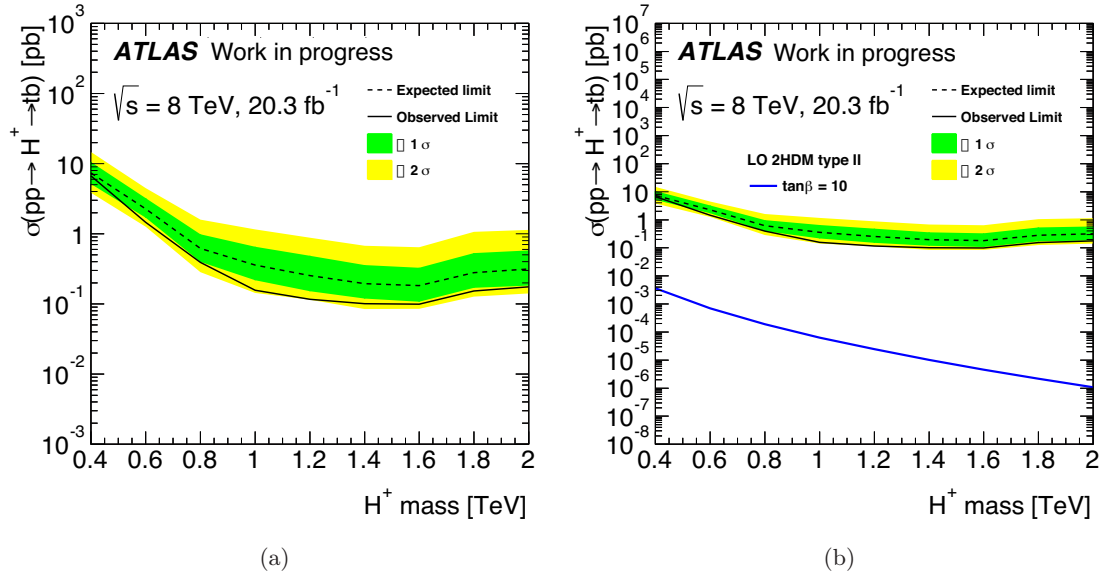


FIGURE 9.6: Limites d'exclusion attendue à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson H^+ . L'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques est pris en compte sur ces graphiques.

9.3.3 Prise en compte de effets de largeur

Les études phénoménologiques, présentées section 9.2.3, ont montré que des effets de largeur de la résonance recherchée pouvaient être important en fonction de la paramétrisation du modèle d'interaction à faibles et hautes valeurs du paramètre $\tan\beta$. Ces effets peuvent porter davantage préjudice à la sensibilité de l'analyse et doivent être pris en compte. Des échantillons d'événements supplémentaires de signal de boson H^+ d'hypothèse de masse de 1 TeV et 2 TeV furent générés respectivement avec des largeurs de 80 GeV et 200 GeV afin d'évaluer ces effets. Les figures 9.7 et 9.8 illustre les distributions de BDT et de masse invariante $m_{t\bar{b}}$ pour ces échantillons. Ces dernières sont comparées aux distributions nominales obtenues dans l'approximation de résonance étroite.

Les distributions de BDT tenant compte des effets de largeur ont été utilisées dans l'analyse statistique afin d'extraire des limites d'exclusion sur la section efficace de production du boson H^+ pour ces deux points de masse. L'analyse de ces échantillons permet ainsi de compléter cette étude et montra une dégradation des limites attendues et observées de 20 à 40 % pour le point de masse de 1 TeV et d'un facteur deux à trois pour le point de masse à 2 TeV. Le tableau 9.3 résume les limites obtenues.

Échantillon de signal	Limites attendues	Limites observées
$H^+(1 \text{ TeV})$ nominal	0.12	0.051
$H^+(1 \text{ TeV})$ 'wide'	0.17	0.063
$H^+(2 \text{ TeV})$ nominal	0.079	0.041
$H^+(2 \text{ TeV})$ 'wide'	0.24	0.098

Tableau 9.3: Limites d'exclusion attendues et observées à 95% de niveau de confiance sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b})$ en pb obtenues pour un signal de boson H^+ de masse de 1 et 2 TeV nominal ou tenant compte des effets de largeur (échantillon "wide").

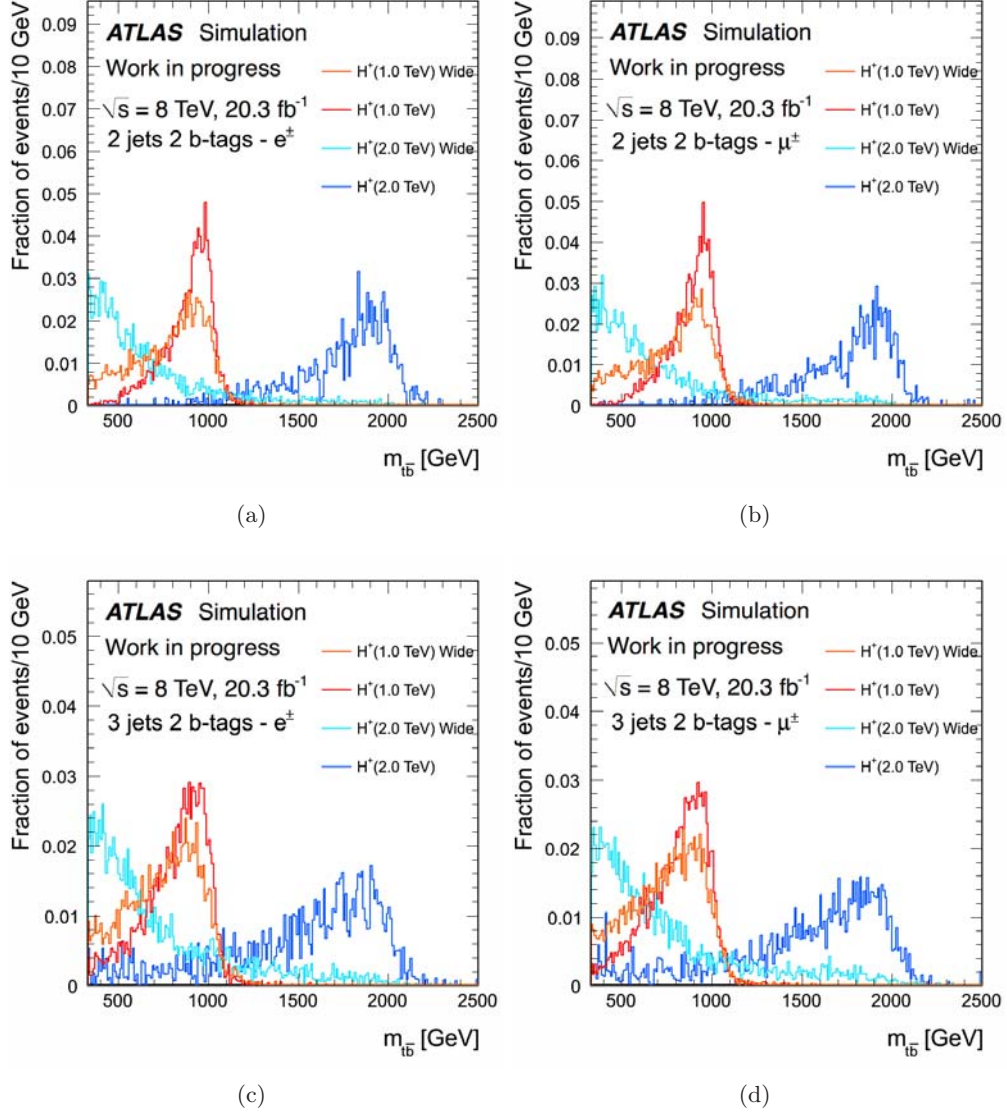
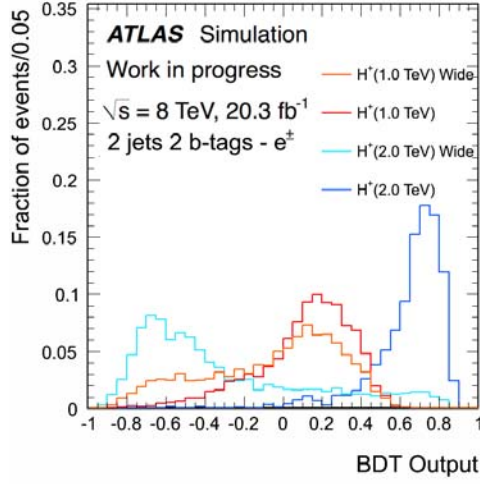
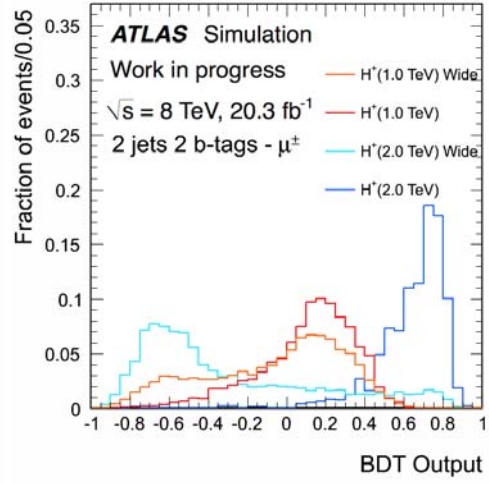


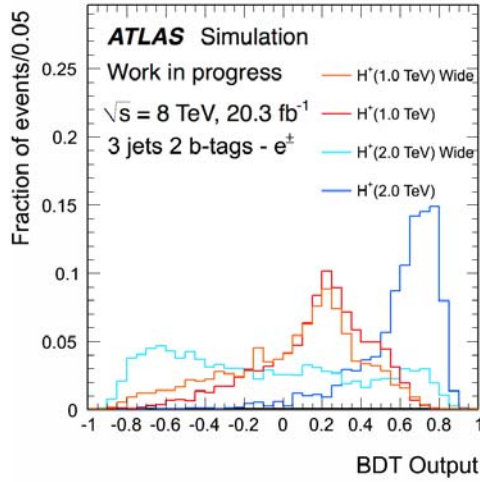
FIGURE 9.7: Distributions de masse invariante reconstruite du système $t\bar{t}$, nominales et tenant compte des effets de largeur (distributions "wide"), obtenues dans la région de signal à (a) (b) 2 et (c) (d) 3 jets pour un signal de bosons H^+ de masse de 1 et 2 TeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.



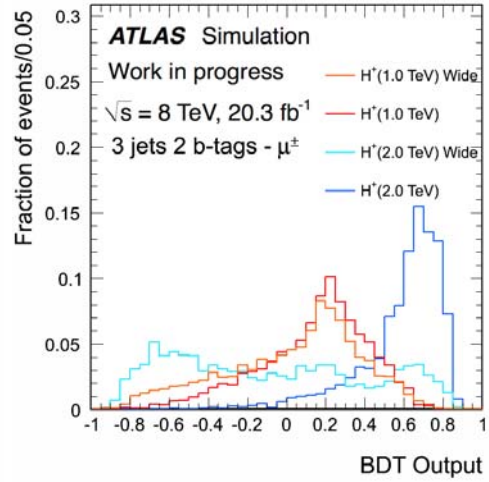
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 9.8: Distributions de BDT, nominales et tenant compte des effets de largeur (distributions "wide"), obtenues dans la région de signal à (a) (b) 2 et (c) (d) 3 jets pour un signal de bosons H^+ de masse de 1 et 2 TeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

9.4 Conclusions

Ce chapitre présente les résultats préliminaires obtenus de la réinterprétation de la recherche du boson W' en une recherche de boson de Higgs chargé se désintégrant en un quark top et un quark beau dans une approche de couplage effectif reposant sur un modèle 2HDM de type II. Les premiers résultats sur la limite d'exclusion attendue sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ montrent que l'analyse ne semble pas être en mesure d'exclure un signal de boson H^+ pour l'ensemble des scénarios théoriques considéré, compte tenu des faibles valeurs de sections efficaces prédites. Enfin, les études phénoménologiques, présentées au début de ce chapitre, ont montré que des effets de largeur de la résonance recherchée pouvaient être important en fonction de la paramétrisation du modèle d'interaction à faibles et hautes valeurs du paramètre $\tan\beta$, dégradant davantage la sensibilité de l'analyse. L'analyse d'échantillons additionnels permet de compléter cette étude et montra une dégradation des limites attendues et observées de 20 à 40 % pour le point de masse de 1 TeV et d'un facteur deux à trois pour le point de masse à 2 TeV.

Conclusions générales et perspectives

Le travail de recherche réalisé au cours de cette thèse s'est inscrit dans le contexte de l'expérience ATLAS, l'une des quatre grandes expériences auprès du collisionneur LHC, et fut principalement dédiée à la recherche de nouveaux bosons de jauge lourds chargés, généralement appelé W' et prédits par de nombreuses extensions du Modèle Standard.

Après s'être familiarisé avec le contexte phénoménologique motivant la recherche de cette particule, nous avons présenté une recherche spécifique du boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau à travers une approche de couplage effectif, dans des états finals de désintégrations leptoniques du quark top. Cette recherche fut réalisée avec 20.3 fb^{-1} de données de collision proton-proton, produits par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et collectées par le détecteur ATLAS en 2012. Des bosons W' pouvant se coupler à des fermions de chiralité gauche ou droit furent recherchés dans un intervalle en masse allant de 0.5 à 3.0 TeV. Trois scénarios furent envisagés pour la recherche de bosons W'_R , W'_L et de la production W/W'_L tenant compte des effets d'interférence. Des techniques d'analyse multivariée utilisant des arbres de décision boostés (BDT) furent utilisées afin de mettre évidence un excès de processus de signal dans les données enregistrées. Des algorithmes de BDT furent spécifiquement entraînés dans les régions de signal pour chacune des recherches de boson W'_R et W'_L , avant d'être appliqués aux données de l'expérience. Aucun excès ne fut observé au-delà des incertitudes expérimentales pour la statistique de données analysée jusque-là. Une analyse statistique a ensuite été réalisée afin d'extraire des limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance sur la masse et la section efficace de production de la particule. Des masses inférieures à 1.92, 1.80 et 1.70 TeV furent exclues respectivement pour des bosons W'_R et W'_L tenant compte ou non des effets d'interférence. Au cours de cette analyse, nous avons pu montrer les excellentes performances de l'analyse multivariée en matière de limite d'exclusion sur les sections efficaces de production des différents processus recherchés en comparaison avec une analyse plus standard utilisant le spectre de masse invariante du système $t\bar{b}$, justifiant ainsi la stratégie d'analyse envisagée. Enfin, les limites d'exclusion sur les sections efficaces de production ont été réinterprétées en matière de limite d'exclusion sur le couplage effectif g'/g de la particule. L'approche effective que nous avons mise en place pour cette analyse, assurait aux contraintes obtenues sur ces couplages de couvrir l'ensemble des modèles théoriques décrivant l'interaction de nouveaux bosons vecteurs chargés avec des fermions chiraux par un lagrangien du type de celui décrit par l'équation (8.1). Les limites d'exclusion les plus basses observées sur le rapport g'/g , respectivement de 0.20 et 0.16 pour les recherches de bosons W'_R et W'_L , furent obtenues pour une masse de boson $W'_{R/L}$ de 0.75 TeV. L'ensemble de ces résultats fut rendu public en septembre 2014 par la collaboration ATLAS et publiés en février 2015 dans le journal *Physics Letters B* [62].

Par la suite, nous nous sommes également intéressés à la réinterprétation de la recherche du boson W' en une recherche de boson de Higgs chargé se désintégrant en un quark top et un quark beau dans une approche de couplage effectif reposant sur un modèle à deux doublets de Higgs de type II. Couvrant une gamme de masse du boson H^+ de 0.4 à 2.0 TeV, cette analyse réutilise l'infrastructure développée pour la recherche du boson W' . Des études phénoménologiques préliminaires ont montré que des effets de largeur de la résonance recherchée pouvaient être importants en fonction de la paramétrisation du modèle d'interaction utilisée, pouvant ainsi porter préjudice à la sensibilité de l'analyse. Des premiers résultats sur la limite d'exclusion sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ ont toutefois montré que l'analyse ne semblait pas être en mesure d'exclure un signal

de boson H^+ pour l'ensemble des scénarios théoriques considérés ici, compte tenu des faibles valeurs de sections efficaces prédites.

Enfin, en parallèle de ces activités, nous avons montré l'importance de la simulation d'événements dans la réalisation des analyses de physique en permettant de confronter les prédictions théoriques aux données expérimentales. En particulier, l'importance de l'utilisation des simulations rapides du détecteur dans un contexte expérimental où la production d'échantillon d'événements simulés est de plus en plus grand devient une nécessité pour analyser les données de collisions enregistrées par le détecteur ATLAS. La collaboration ATLAS déploie un important effort pour le développement d'infrastructure de simulation, telles qu'ISF, pouvant répondre à ces enjeux expérimentaux. Au cours de cette thèse, des développements ont été réalisés pour la simulation rapide du système de calorimétrie d'ATLAS FastCaloSim afin de pallier ses limitations conceptuelles. En particulier, un nouveau modèle de paramétrisation et de simulation rapide de la réponse en énergie du système de calorimétrie fut imaginé. Ce modèle, toujours en développement, a déjà montré des résultats très encourageant pour la simulation d'événements à pion unique. Il a permis de réduire considérablement l'empreinte mémoire de la paramétrisation en comparaison avec des versions précédentes de FastCaloSim. Il permettra aux reparamétrisations futures d'être plus rapides et automatisées. La simulation des corrélations des dépôts d'énergie dans les différentes couches du calorimètre reste la partie la plus délicate de modèle. Des investigations sont en cours afin d'améliorer les performances de l'algorithme dans ce domaine. Une phase de test à grande échelle est programmée où l'on étendra le modèle de paramétrisation à d'autres particules (électrons, photons) et d'autres bins en énergie et pseudo-rapacité. Ce modèle sera utilisé au sein de FastCaloSim pour le Run II du LHC.

Au moment de la rédaction de ce manuscrit, le LHC est sur le point d'entrer dans une deuxième période de prise de données (Run II) après deux années d'arrêt technique. L'enjeu du Run II du LHC sera de dépasser les frontières en énergies en délivrant pour la première fois des collisions proton-proton à haute luminosité avec une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} de 13 TeV. La figure 9.9 donne une première estimation grossière de la sensibilité accessible dans les premiers mois du Run II. On observe en effet qu'environ une dizaine de fb^{-1} de données enregistrées sera suffisant pour retrouver la sensibilité des analyses réalisées au Run I. Avec près de 300 fb^{-1} de données attendues au cours de trois prochaines années, le Run II offrira une sensibilité inégalée à de nouveaux phénomènes physique. Les prochaines années se présentent alors comme une période très excitante dans le cadre des perspectives avenir de ce travail de thèse et plus généralement pour la recherche de Nouvelle Physique.

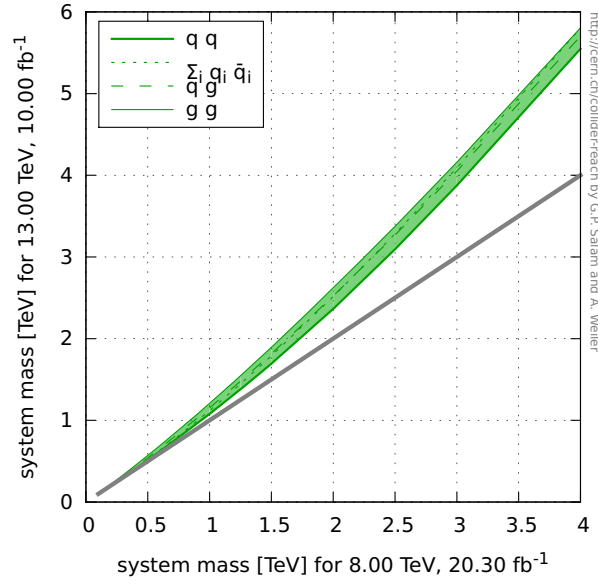


FIGURE 9.9: Estimation de la sensibilité accessible à un système de masse ($q\bar{q}$, gg , etc.) pour une configuration de collisionneur proton-proton au Run II du LHC avec une énergie dans le centre masse $\sqrt{s} = 13$ TeV et une luminosité intégrée accumulée de 10 fb^{-1} en fonction de la sensibilité accessible au Run I du LHC pour une énergie dans le centre masse $\sqrt{s} = 8$ TeV et une luminosité intégrée accumulée de 20.3 fb^{-1} [188]. Cette estimation suppose un certain nombre d'hypothèses. Tout d'abord, le signal et le bruit de fond sont supposés conduits par le même canal de diffusion partonique. Deuxièmement, on suppose que les efficacités de reconstruction, réjections des bruits de fond, etc., restent raisonnablement constants d'une configuration de collisionneur à l'autre. Enfin, il est supposé que les sections efficaces de production des différents processus physiques sont simplement proportionnelles à la luminosité partonique à une certaine échelle d'énergie.

Appendices

Annexe A

Sections efficaces de production des bruits de fond W +jets, Z +jets et dibosons.

Échantillon d'événements	Générateur	PDF	σ_{LO} [pb]	k -facteur
$W \rightarrow e\nu + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	8127.3	1.133
$W \rightarrow e\nu + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1792.7	1.133
$W \rightarrow e\nu + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	542.18	1.133
$W \rightarrow e\nu + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	147.65	1.133
$W \rightarrow e\nu + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	37.736	1.133
$W \rightarrow e\nu + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	11.962	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	8127.3	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1792.7	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	542.18	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	147.65	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	37.736	1.133
$W \rightarrow \mu\nu + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	11.962	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	8127.3	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1792.7	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	542.18	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	147.65	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	37.736	1.133
$W \rightarrow \tau\nu + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	11.962	1.133
$W \rightarrow l\nu + b\bar{b} + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	55.66	1.133
$W \rightarrow l\nu + b\bar{b} + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	45.25	1.133
$W \rightarrow l\nu + b\bar{b} + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	23.16	1.133
$W \rightarrow l\nu + b\bar{b} + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	11.20	1.133
$W \rightarrow l\nu + c\bar{c} + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	150.2	1.133
$W \rightarrow l\nu + c\bar{c} + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	132.7	1.133
$W \rightarrow l\nu + c\bar{c} + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	71.84	1.133
$W \rightarrow l\nu + c\bar{c} + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	30.26	1.133
$W \rightarrow l\nu + c + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	808.0	1.52
$W \rightarrow l\nu + c + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	267.7	1.52
$W \rightarrow l\nu + c + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	69.89	1.52
$W \rightarrow l\nu + c + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	20.56	1.52
$W \rightarrow l\nu + c + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	4.308	1.52

Tableau A.1: Tableau récapitulatif des sections efficaces LO et des facteurs k associés aux corrections NLO de l'ensemble des productions W +jets considérées dans l'analyse W' . La lettre l désigne les leptons e , μ et τ .

Échantillon d'événements	Générateur	PDF	σ_{LO} [pb]	k -facteur
$Z \rightarrow ee + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	718.97	1.18
$Z \rightarrow ee + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	175.70	1.18
$Z \rightarrow ee + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	58.875	1.18
$Z \rightarrow ee + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	15.636	1.18
$Z \rightarrow ee + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	4.0116	1.18
$Z \rightarrow ee + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1.2592	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	719.16	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	175.74	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	58.882	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	15.673	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	4.0057	1.18
$Z \rightarrow \mu\mu + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1.2544	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 0$ parton	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	718.87	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 1$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	175.76	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 2$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	58.856	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 3$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	15.667	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 4$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	4.0121	1.18
$Z \rightarrow \tau\tau + 5$ partons	ALPGEN+PYTHIA6	CTEQ6L1	1.2560	1.18
WW	HERWIG	CTEQ6L1	12.416	1.6833
ZZ	HERWIG	CTEQ6L1	0.99081	1.5496
WZ	HERWIG	CTEQ6L1	3.6706	1.9011

Tableau A.2: Tableau récapitulatif des sections efficaces LO et des facteurs k associés aux corrections NLO de l'ensemble des productions Z +jets et dibosons considérées dans l'analyse W' .

Annexe B

Stratégie d'optimisation de l'analyse multivariée par arbres de décision boostées

La section 8.5 présente une analyse multivariée par arbres de décision boostés (BDT) utilisée pour discriminer le signal du boson $W'_{R/L}$ du bruit de fond provenant du modèle standard. Les entraînements des algorithmes de BDT furent réalisés à partir d'échantillons d'événements simulés de bruits de fond et de signal de bosons $W'_{R/L}$ pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV. Le choix spécifique de ce point de masse est motivée par une série d'études comparatives préliminaires réalisée avec 14.3 fb^{-1} de données simulées. Cette annexe se propose de présenter brièvement les résultats de ces études.

La figure B.1 présente les limites d'exclusions attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson W'_R pour différents entraînements d'algorithmes de BDT. Chaque courbe représente les limites d'exclusion obtenues à partir d'un algorithme de BDT entraîné spécifiquement pour un point de masse donné de signal de boson W'_R généré entre 0.5 et 3.0 TeV. Par construction, on observe que les meilleures performances en matière de limite d'exclusion attendue sont obtenues pour le point masse avec lequel l'algorithme de BDT a été entraîné. Toutefois, la plupart des algorithmes de BDT entraînés avec un signal à basse masse, en particulier pour des masses inférieures à 1 TeV, voient leurs performances dégradées de manière importante une fois appliqué sur des échantillons d'événements de signal de haute masse.

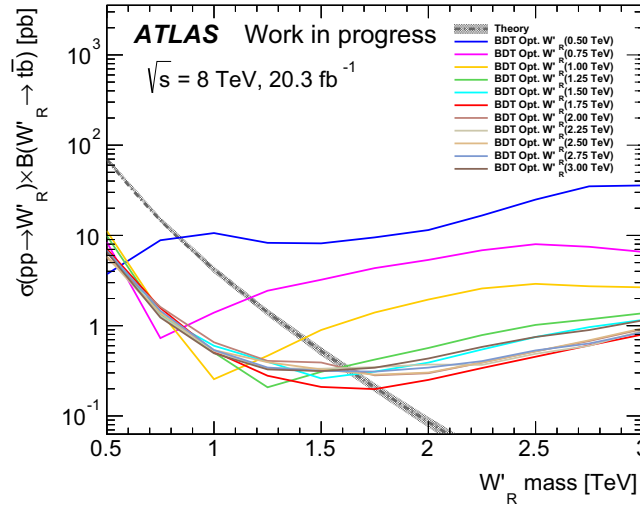


FIGURE B.1: Limites d'exclusions attendues à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson W'_R pour différents entraînements d'algorithmes de BDT réalisés avec 14.3 fb^{-1} de données simulées, en fonction de la masse de boson W'_R . Chaque courbe représente les limites d'exclusion obtenues à partir d'un algorithme de BDT entraîné spécifiquement pour un point de masse donné de signal de boson W'_R généré entre 0.5 et 3.0 TeV.

L'algorithme de BDT entraîné avec le signal de boson W'_R pour une hypothèse de masse de 1.75 TeV offre le meilleur compromis en matière de performance sur la limite d'exclusion attendue, et ce, sur toute la gamme de masse explorée. Ceci est illustré par la figure B.2 présentant une comparaison entre les limites d'exclusion attendues obtenues avec l'algorithme de BDT entraîné avec le signal de 1.75 TeV et celles obtenues en connectant les minima de toutes les courbes présentées figure B.1. On observe que les deux courbes sont comparables au-dessus de 1 TeV, tandis qu'à plus basse masse un facteur deux de différence est observé. Enfin, la limite d'exclusion attendue sur la masse du boson W' est la même pour les deux courbes.

Une dernière comparaison fut réalisée avec la limite d'exclusion attendue obtenue à partir d'une analyse alternative utilisant la distribution de masse invariante du système $t\bar{b}$ à la place de la distribution de BDT. Cette dernière comparaison permet de mettre évidence les meilleures performances des analyses multivariées par rapport à cette analyse plus classique.

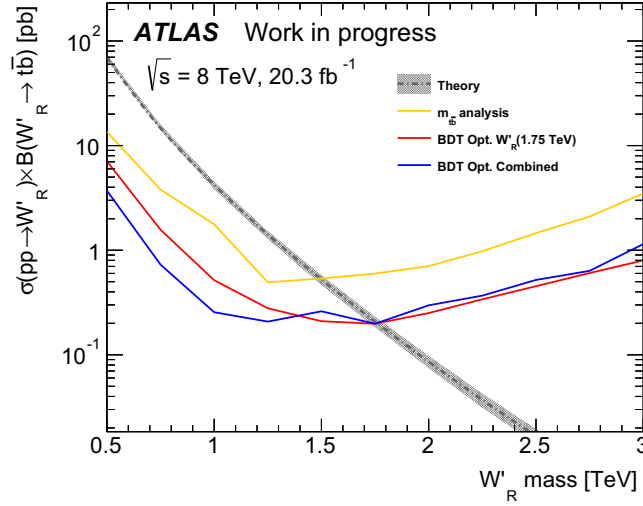


FIGURE B.2: Comparaison entre les limites d'exclusion attendues obtenues avec l'algorithme de BDT entraîné avec un signal de 1.75 TeV et celles obtenues en connectant les minima de toutes les courbes présentées figure B.1, réalisés avec 14.3 fb^{-1} de données simulées, en fonction de la masse de boson W'_R . La figure présente également les limites d'exclusion attendues obtenues à partir d'une analyse alternative utilisant la distribution de masse invariante du système $t\bar{b}$ à la place de la distribution de BDT.

Compte tenu de ces résultats, les signaux de bosons $W'_{R/L}$ à 1.75 TeV furent donc choisis pour l'entraînement des algorithmes de BDT. On précisera que l'ensemble des résultats présentés dans cette annexe ne tenaient pas compte de tous les effets systématiques, ni des derniers critères de sélection de l'analyse, mais cette étude offre tout de même une interprétation qualitative des résultats. Par la suite chaque algorithme de BDT utilisé dans l'analyse finale a fait l'objet d'une réoptimisation.

Annexe C

Variables topologiques

On définit des variables topologiques dans le but de pouvoir séparer le signal de boson W' et le bruit de fond. Pour cela on a recours tenseur impulsion défini par :

$$M_{ij} = \frac{\sum_{n=1}^{n_{\text{objets}}} p_n^i \times p_n^j}{\sum_{n=1}^{n_{\text{objets}}} |\vec{p}_n|^2} \quad (\text{C.1})$$

où les sommes se font sur les jets de hadrons sélectionnés. Le candidat lepton peut être ajouté dans la somme suivant les cas explicités ci-dessous. Ce tenseur est symétrique et il est donc diagonalisable. Les trois valeurs propres distinctes ou non sont notées : $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ telles qu'elles vérifient :

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \quad (\text{C.2})$$

La trace du tenseur est égale à 1, quel que soit le nombre d'objets considérés, ce qui donne la relation :

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad (\text{C.3})$$

À partir de ces éléments on peut construire tout d'abord deux variables topologiques d'intérêt :

- **L'aplanarité** $A = \frac{3}{2}\lambda_3$ est définie à partir du tenseur construit avec les jets et le candidat lepton. λ_3 est la plus petite des valeurs propres, elle varie entre 0 et $\frac{1}{3}$. La valeur maximale de l'aplanarité de 0,5 correspond à trois valeurs propres égales à $\frac{1}{3}$, et donc à un tenseur d'impulsion identique, caractérisant un événement isotrope.
- **La sphéricité** $S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3)$ est définie à partir du tenseur construit avec seulement les jets. La corrélation avec l'aplanarité est donc réduite. La valeur maximale de la sphéricité est 1, elle correspond à un tenseur d'impulsion isotrope, tandis qu'à l'opposé, une sphéricité de 0 correspond à un tenseur d'impulsion avec un axe unique suivant le vecteur propre associé à λ_1 , soit un événement où les objets seraient tous produits dans la même direction.

D'autres variables topologiques ont été également considérées comme :

- **La centralité** $C = H_t/H$ où H et H_t sont les sommes scalaires respectives de l'énergie et de l'énergie transverse des jets de hadrons. Une valeur de centralité proche de 1 correspond à un événement où l'énergie transverse est égale à l'énergie ; les jets se trouvent donc à faible pseudo-rapidité.
- **H_T** permettant de caractériser la quantité d'énergie totale produite dans le plan transverse. L'ensemble des objets physique (jets, leptons, E_T^{miss}) est pris en compte.

Annexe D

Distributions cinématiques dans les régions de contrôles

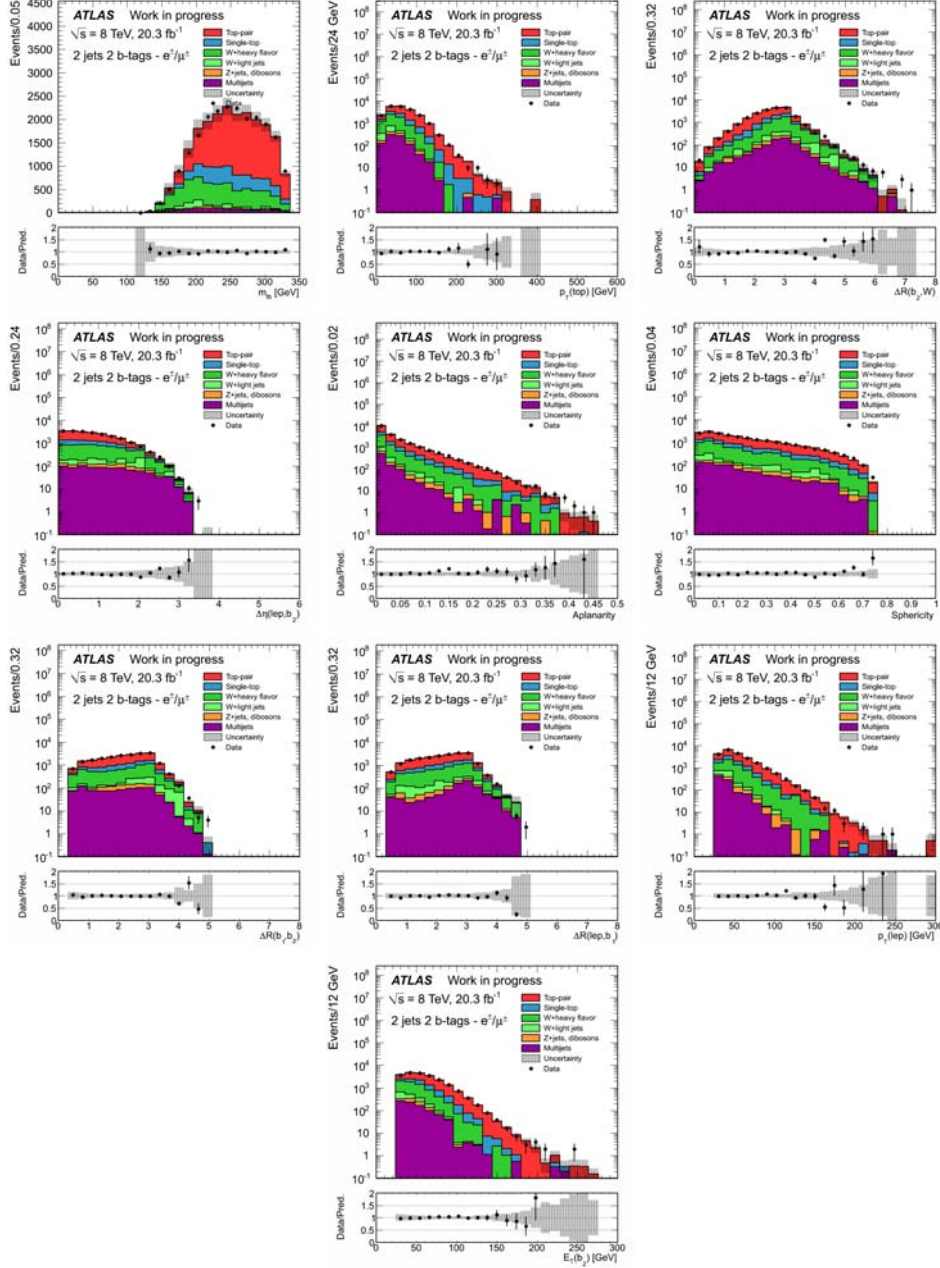


FIGURE D.1: Distributions dans la région de contrôle 2-jet 2-tag des variables discriminantes utilisées dans l'optimisation de l'algorithme de BDT pour la recherche de bosons W'_R . Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

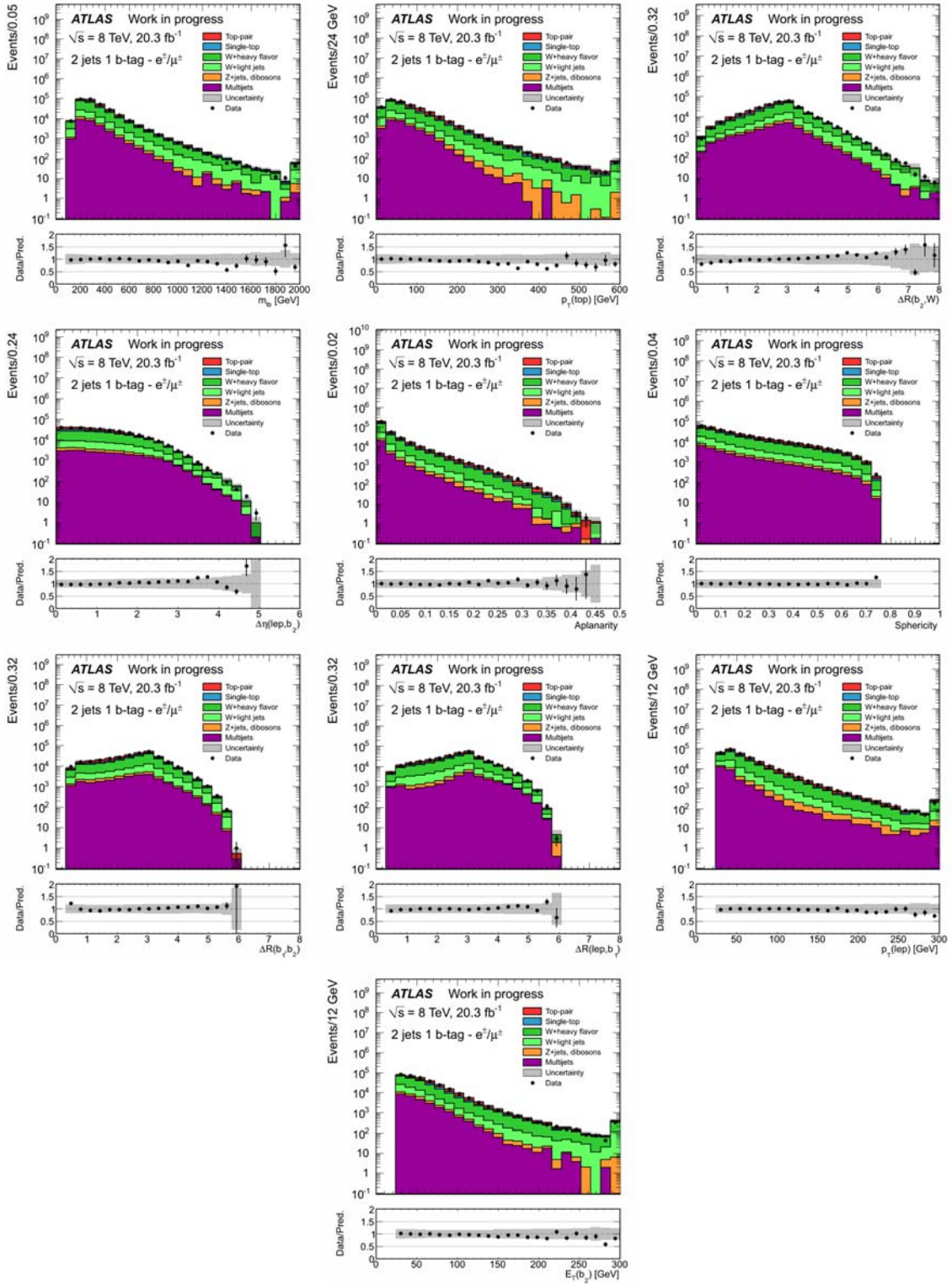


FIGURE D.2: Distributions dans la région de contrôle 2-jet 1-tag des variables discriminantes utilisées dans l'optimisation de l'algorithme de BDT pour la recherche de bosons W_R' . Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

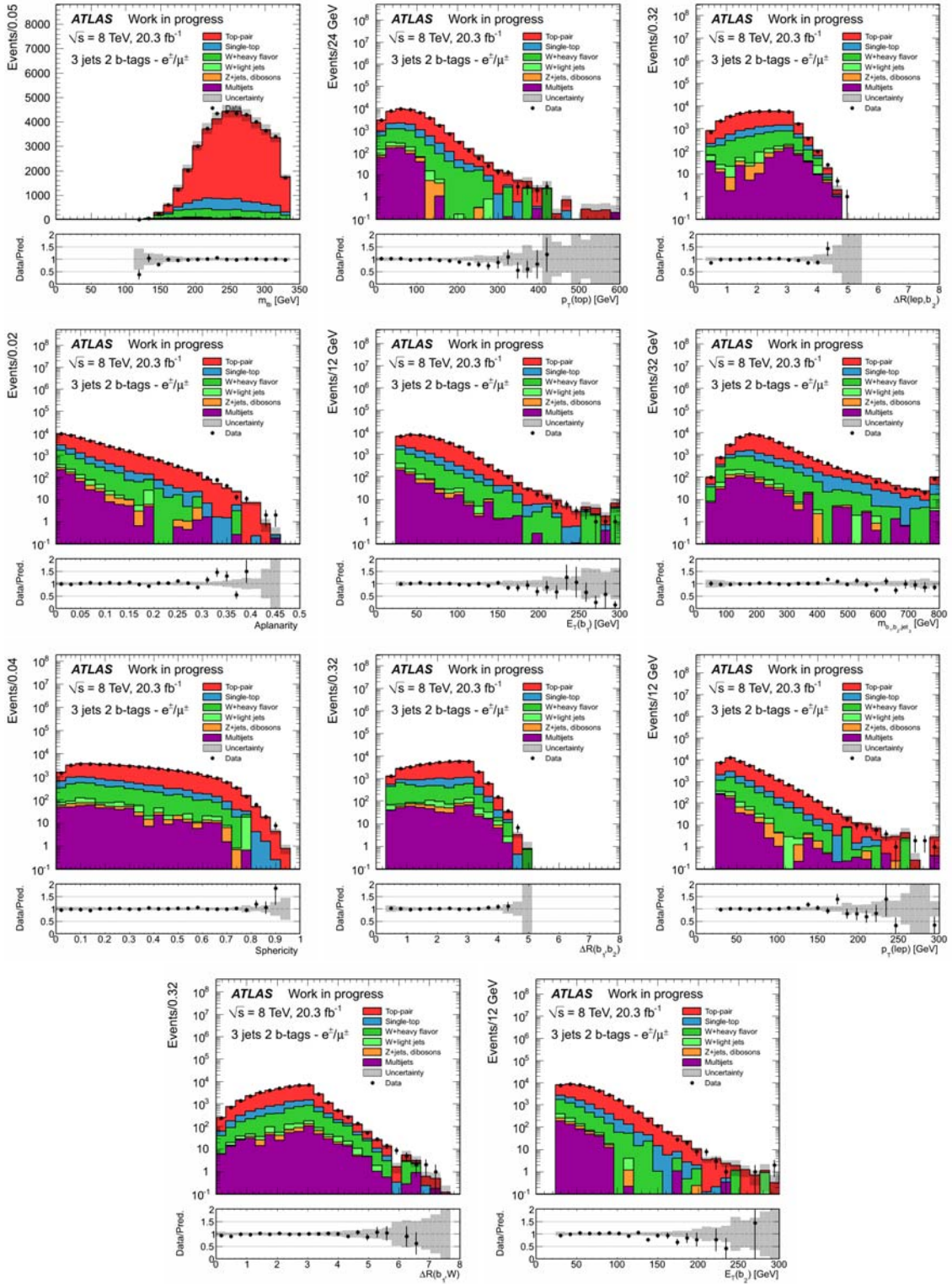


FIGURE D.3: Distributions dans la région de contrôle 3-jet 2-tag des variables discriminantes utilisées dans l'optimisation de l'algorithme de BDT pour la recherche de bosons W_R . Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

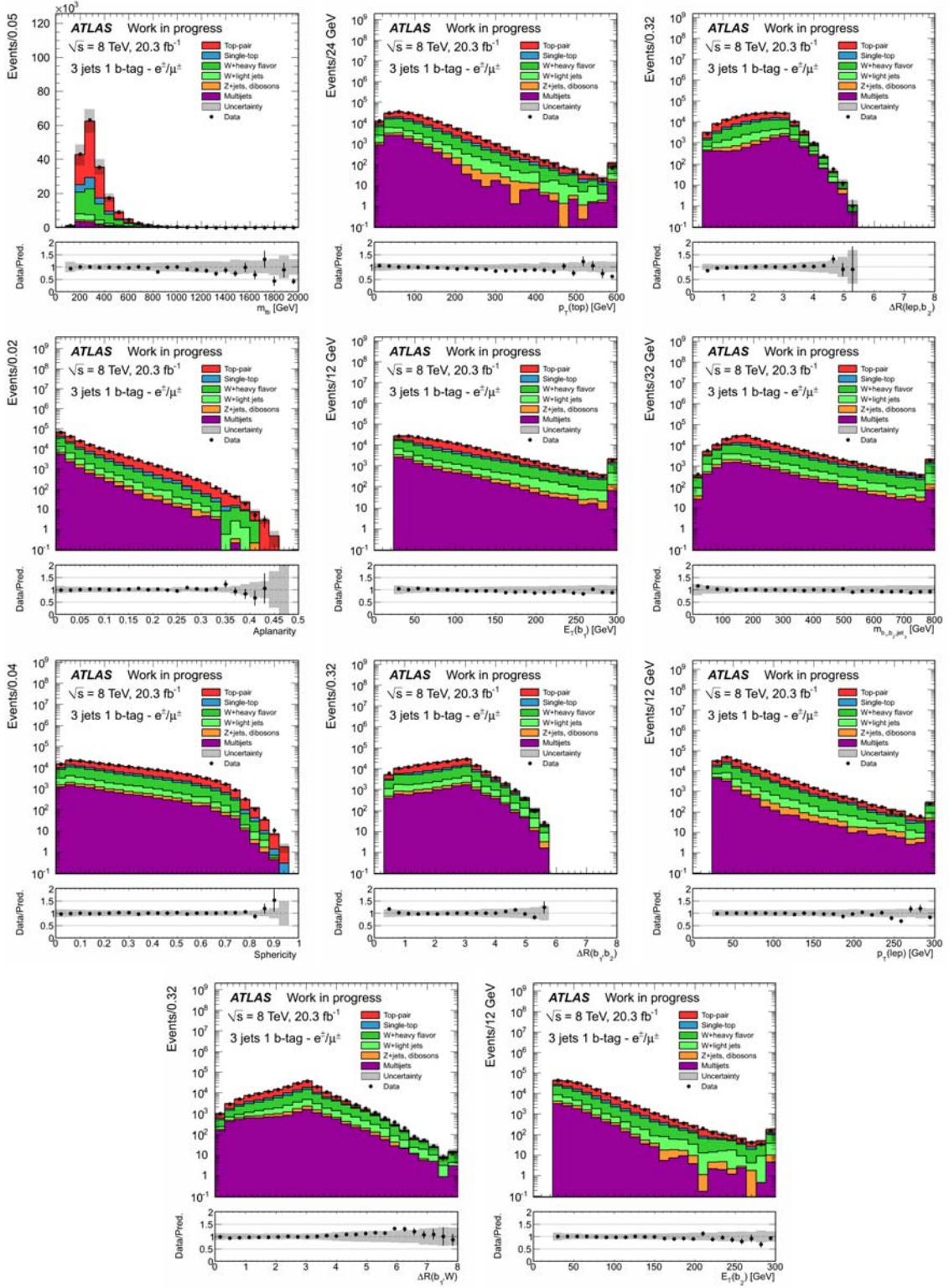


FIGURE D.4: Distributions dans la région de contrôle 3-jet 1-tag des variables discriminantes utilisées dans l'optimisation de l'algorithme de BDT pour la recherche de bosons W'_R . Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

Annexe E

Compléments sur le calcul de limites d'exclusion pour l'analyse W'

E.1 Interprétation des résultats

Cette section se propose de détailler l'interprétation des résultats obtenus sur les limites d'exclusion sur les sections efficaces de production de bosons W' , présenté figure 8.23. Des limites d'exclusions observées plus basses que les limites d'exclusion attendues furent observées, sur toute la gamme de masse de boson W' exploré. Un certain nombre d'investigations ont été réalisées afin de comprendre davantage l'origine de cette fluctuation basse des données de près de 2σ .

Cet effet, s'explique intuitivement par un déficit de données en comparaison du nombre d'événements attendus de bruit de fond. Il est alors intéressant de comparer les résultats obtenus pour les limites d'exclusion sur les sections efficaces en considérant chaque canal d'analyse individuellement. La suite de cette section présente une interprétation des résultats obtenus dans chacun de ces canaux. Enfin nous nous intéresserons à l'impact des incertitudes systématiques sur la différence relative entre les facteurs μ attendus et observés obtenus par le calcul de limites.

E.1.1 Résultats dans le canal 2-jet 2-tag électron

Dans le canal 2-jet 2-tag électron, on observe un excès dans les quatre bins de la distribution de BDT compris entre 0.2 et 0.4, comme illustré par la figure E.1(a). En regardant la figure E.1(b) on remarque que la limite d'exclusion observée sur la section efficace est supérieure à la limite attendue pour des masses de boson W'_R comprises entre 0.75 et 1.25 TeV. Si l'on superpose au bruit de fond attendu une contribution de signal, comme illustré sur la figure E.2, on observe que l'excès est en effet compatible avec la distribution de signal d'un boson W'_R d'une hypothèse de masse de 1.0 TeV. Pour des masses de boson W'_R inférieures à 1.25 TeV, les limites d'exclusion observées sont donc plus élevées que celles attendues en raison de l'excès de données par rapport au bruit de fond attendu. De plus, quelques bins pour des valeurs de BDT à -0.15, -0.05, 0.05 et 0.2 montrent un déficit de données en comparaison du nombre d'événements attendus de bruit de fond. Ailleurs, aucun désaccord évident entre les données et prédictions du bruit de fond n'est observé. Enfin, l'ajout des incertitudes systématiques dans le calcul de limite, illustré figure E.1(c) tend à creuser l'écart entre les limites observées et attendues.

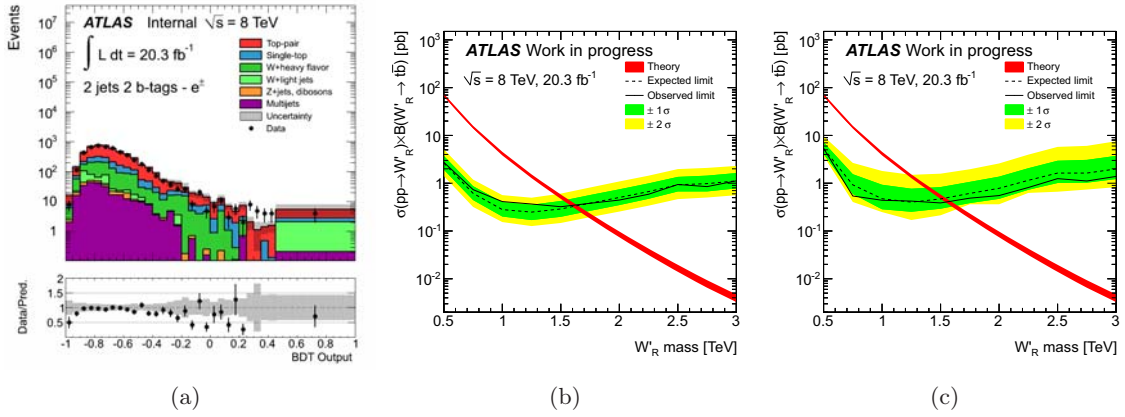


FIGURE E.1: (a) Distribution de BDT observée et attendue dans la région de signal 2-jet 2-tag électron. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. Limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t \bar{b}$ dans la région de signal 2-jet 2-tag électron : (b) en incluant seulement l'incertitude statistique et (c) en tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques.

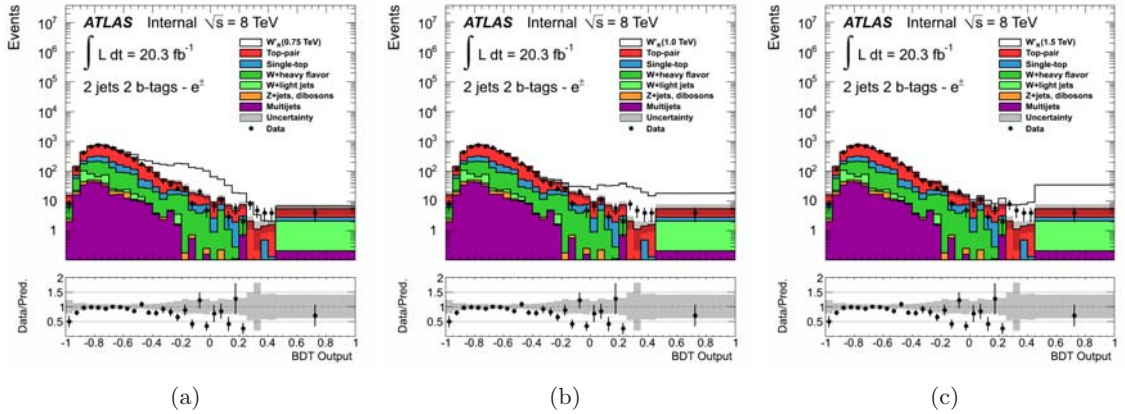


FIGURE E.2: Distributions de BDT observées et attendues dans la région de signal 2-jet 2-tag électron. Une contribution de signal, correspondant à un boson W'_R d'hypothèse de masse de (a) 0.75, (b) 1.00 et (c) 1.25 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

E.1.2 Résultats dans le canal 2-jet 2-tag muon

Dans le canal 2-jet 2-tag muon, comme le montre la figure E.3(a), on observe un assez bon accord entre la distribution de BDT observée et la distribution du bruit de fond attendu, à l'exception du bin située à une valeur de BDT de 0.3. À cet endroit nous avons un déficit de données où pique la distribution de signal d'un boson W'_R pour une hypothèse de masse de 1.0 TeV, comme l'illustre la figure E.4. Ceci est confirmé sur la figure E.3(b) où l'on remarque une limite d'exclusion observée plus basse que la limite attendue autour de 1 TeV. De même, l'ajout des incertitudes systématiques dans le calcul de limite, illustré figure E.3(c) tend à creuser le écart entre les limites observées et attendues.

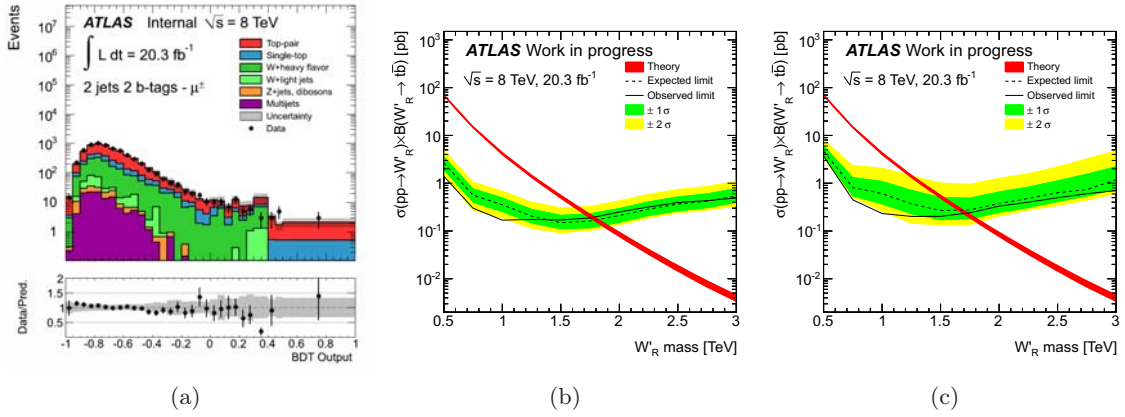


FIGURE E.3: (a) Distribution de BDT observée et attendue dans la région de signal 2-jet 2-tag muon. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. Limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t \bar{b}$ dans la région de signal 2-jet 2-tag muon : (b) en incluant seulement l'incertitude statistique et (c) en tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques.

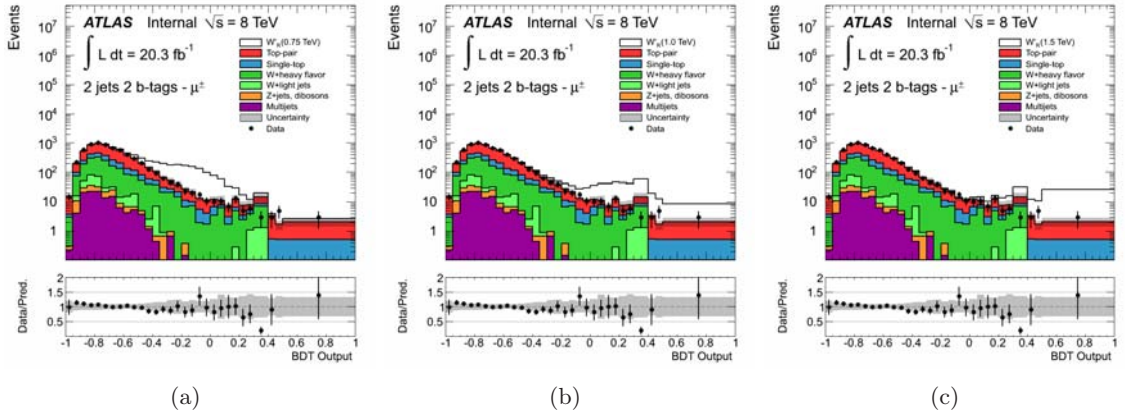


FIGURE E.4: Distributions de BDT observées et attendues dans la région de signal 2-jet 2-tag muon. Une contribution de signal, correspondant à boson W'_R d'hypothèse de masse de (a) 0.75, (b) 1.00 et (c) 1.25 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

E.1.3 Résultats dans le canal 3-jet 2-tag électron

Dans le canal 3-jet 2-tag électron, on observe un très bon accord sur l'ensemble de la distribution de BDT dans quelques bins de la distribution de BDT situés à 0.3, 0.45 et 0.5, comme illustré par la figure E.5(a). De plus, aucune donnée n'est observée dans le dernier bin de la distribution de BDT. Ce désaccord entre la distribution de BDT observée et la distribution attendue du bruit de fond peut contribuer à une limite d'exclusion observée sur la section efficace inférieure à la limite attendue pour des masses de boson W'_R supérieure à 1 TeV. Ceci est confirmé par la figure E.5(b). Ici encore, l'ajout des incertitudes systématiques dans le calcul de limite, illustré figure E.5(c) tend à creuser l'écart entre les limites observées et attendues. La figure E.6 illustre les distributions de BDT observée

et attendue dans la région de signal 3-jet 2-tag électron où des contributions de signal, correspondant aux signaux de bosons W'_R d'hypothèse de masse de 0.75, 1.00 et 1.25 TeV, sont superposés aux contributions de bruits de fond.

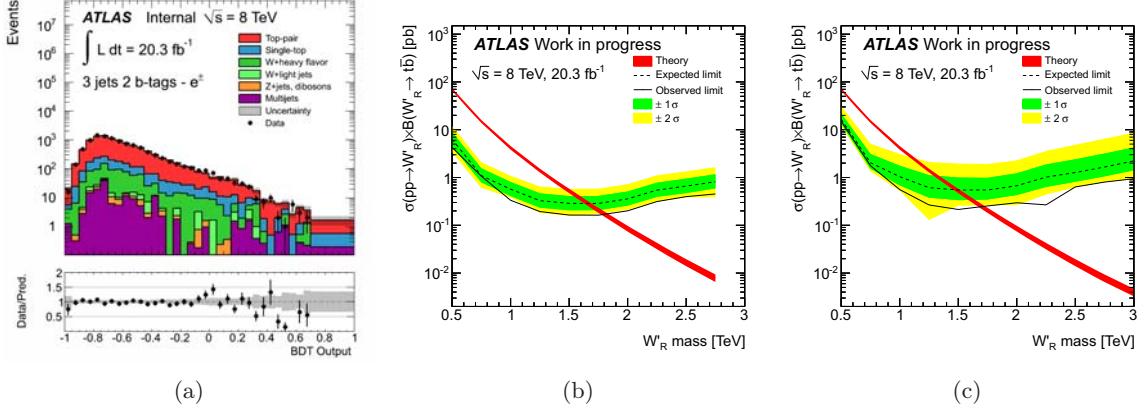


FIGURE E.5: (a) Distribution de BDT observée et attendue dans la région de signal 3-jet 2-tag électron. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. Limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ dans la région de signal 3-jet 2-tag électron : (b) en incluant seulement l'incertitude statistique et (c) en tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques.

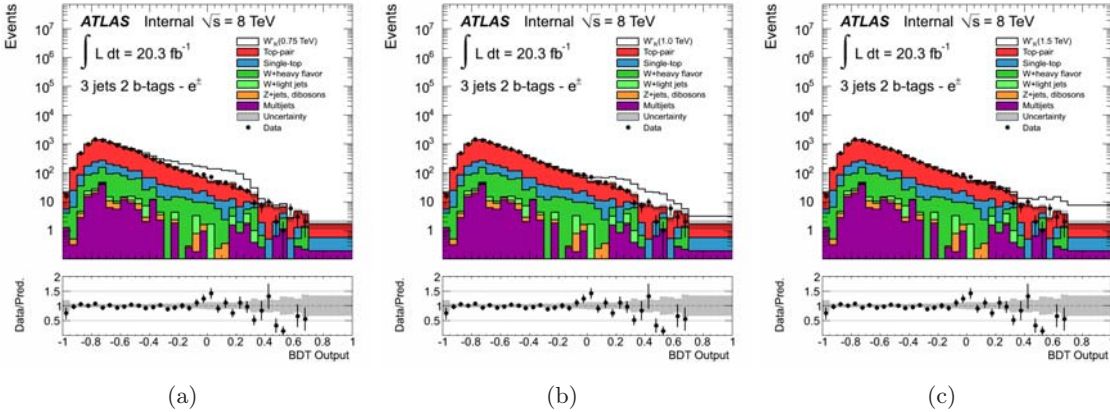


FIGURE E.6: Distributions de BDT observées et attendues dans la région de signal 3-jet 2-tag électron. Une contribution de signal, correspondant à un boson W'_R d'hypothèse de masse de (a) 0.75, (b) 1.00 et (c) 1.25 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

E.1.4 Résultats dans le canal 3-jet 2-tag muon

Enfin, dans le canal 3-jet 2-tag muon, seul le bin situé à 0.4 de la distribution de BDT, illustrée figure E.7(a), présente un déficit de données en comparaison du nombre d'événements attendus de bruit de fond et peut affecter de ce fait la limite d'exclusion observée sur la section efficace. En effet, nous observons sur la figure E.7(b) une limite d'exclusion observée sur la section efficace inférieure

à la limite attendue. Une fois encore, l'ajout des incertitudes systématiques dans le calcul de limite, illustré figure E.7(c) tend à creuser l'écart entre les limites observées et attendues. La figure E.6 illustre les distributions de BDT observée et attendue dans la région de signal 3-jet 2-tag muon où des contributions de signal, correspondant aux signaux de bosons W'_R d'hypothèse de masse de 0.75, 1.00 et 1.25 TeV, sont superposés aux contributions de bruits de fond.

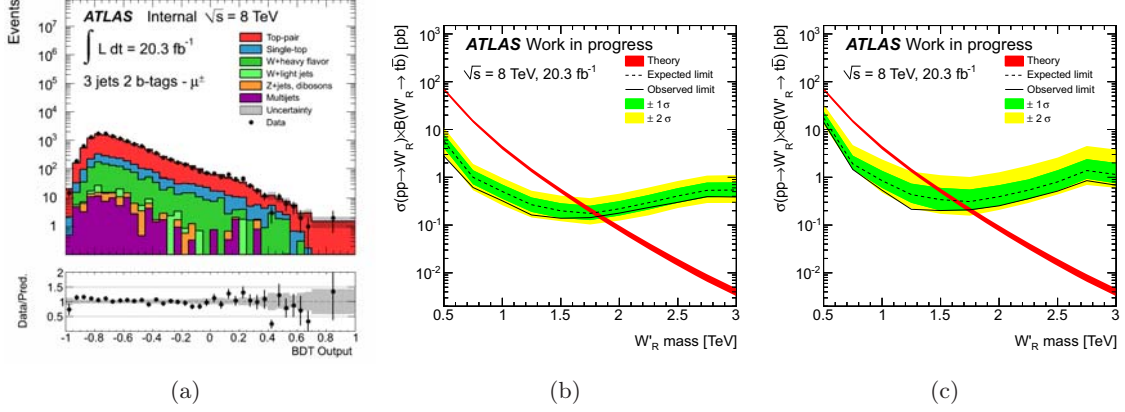


FIGURE E.7: (a) Distribution de BDT dans la région de signal 3-jet 2-tag muon. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond. Limites d'exclusion sur les sections efficaces attendues et observées du processus $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$ dans la région de signal 3-jet 2-tag muon : (b) en incluant seulement l'incertitude statistique et (c) en tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques.

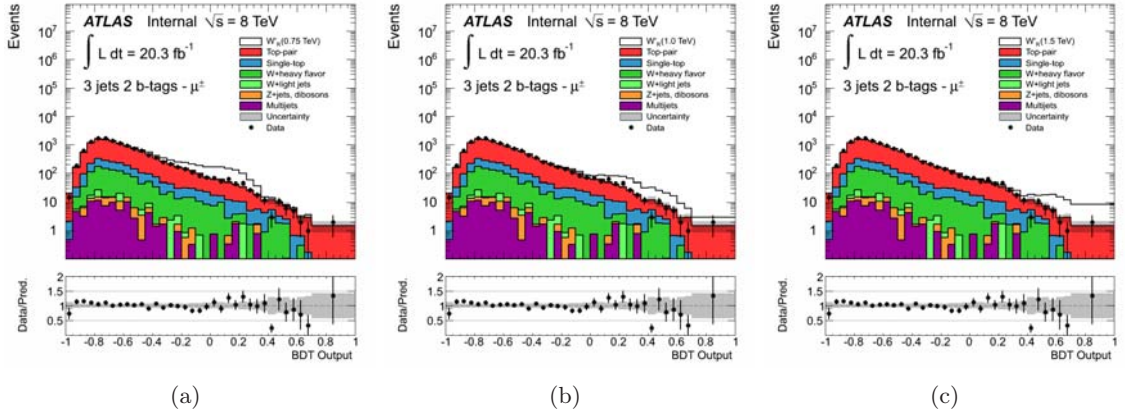


FIGURE E.8: Distributions de BDT observées et attendues dans la région de signal 3-jet 2-tag muon. Une contribution de signal, correspondant à un boson W'_R d'hypothèse de masse de (a) 0.75, (b) 1.00 et (c) 1.25 TeV, est superposée aux contributions de bruits de fond. Les bandes d'incertitudes reportées sur les graphiques incluent les incertitudes théoriques et de normalisation (cf. tableau 8.8) ainsi que l'incertitude statistique de l'ensemble des bruits de fond.

E.1.5 Effet des incertitudes systématiques

Nous avons relevé dans les sections précédentes que l'ajout des incertitudes systématiques dans le calcul de limite avait tendance à creuser l'écart entre les limites observées et attendues. Des études complémentaires ont été réalisées afin de comprendre davantage l'origine de cet effet. Pour cela, des calculs de limites attendue et observée ont été réalisés en tenant compte, en plus des incertitudes statistiques, d'une systématique particulière afin d'évaluer son impact sur la différence relative entre les facteurs μ attendu et observé, et ce pour différents points de masse de boson W' . L'effet des incertitudes dominantes : b -tag, JES, PDF, générateur Monte Carlo, normalisation des bruits de fond et ISR/FSR a été évalué.

La figure E.9 illustre la différence relative entre les facteurs μ attendu et observé dans les différents scénarios incluant une seule des incertitudes systématiques dominantes, et comparée à la même différence relative calculée dans le scénario ne tenant compte que des incertitudes statistiques et celui tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques, pour les points de masse de boson W'_R de 1, 2 et 3 TeV. On observe alors que l'incertitude générateur Monte Carlo semble être principalement à l'origine de l'effet. Le même travail a été réalisé, cette fois, en évaluant l'impact de des incertitudes générateur des bruits de fond $single-top$ et $t\bar{t}$, comme illustré figure E.10. Cette dernière étude montre que l'impact de l'incertitude générateur Monte Carlo total est dû principalement à l'incertitude générateur sur le bruit $single-top$ en voie t .

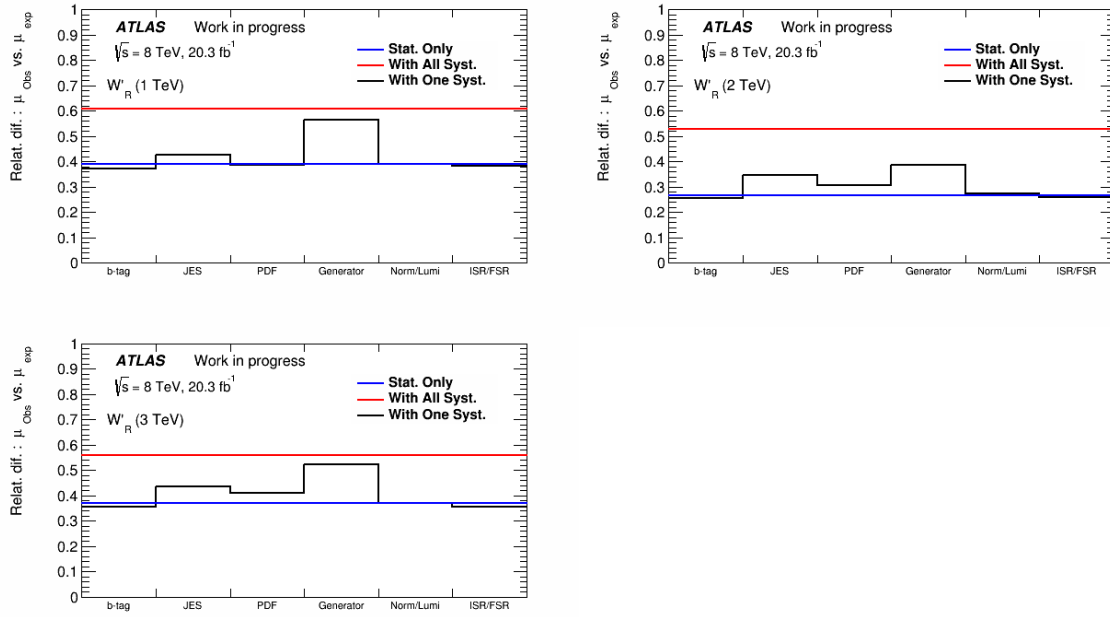


FIGURE E.9: Différence relative entre les facteurs μ attendus et observés dans différents scénarios incluant séparément les incertitudes b -tag, JES, PDF, générateur Monte Carlo, normalisation des bruits de fond et ISR/FSR, comparée à la même différence relative calculée dans le scénario ne tenant compte que des incertitudes statistiques et celui tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques, pour les points de masse de boson W'_R de 1, 2 et 3 TeV.

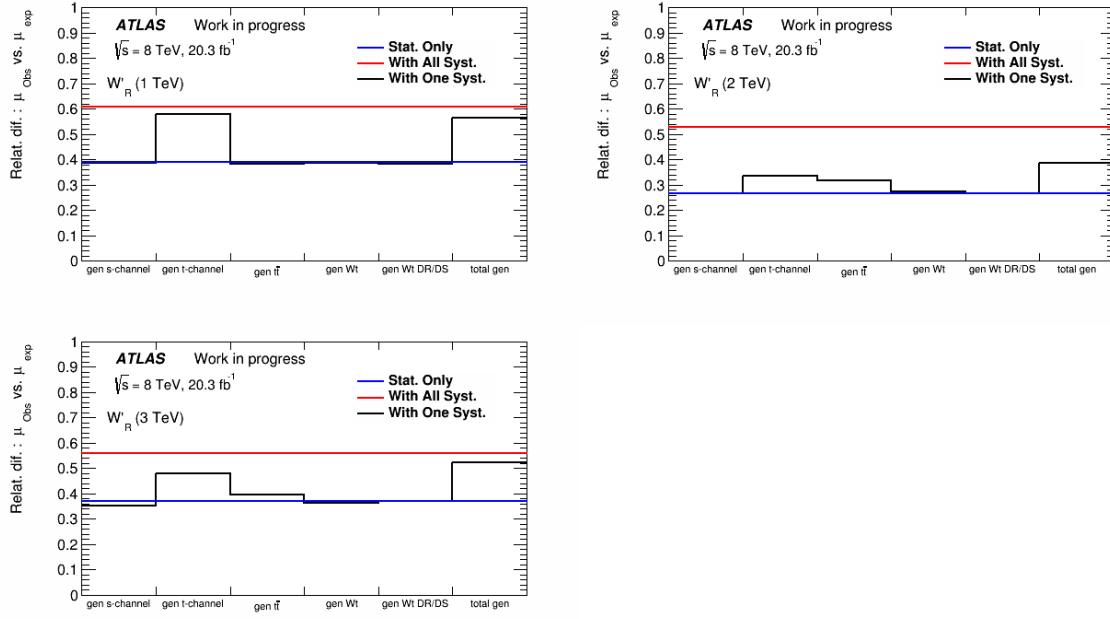


FIGURE E.10: Différence relative entre les facteurs μ attendus et observés dans différents scénarios incluant séparément les incertitudes générateur sur les bruits de fond *single-top* en voies s , t et Wt ainsi que sur le bruit de fond $t\bar{t}$, comparée à la même différence relative calculée dans le scénario ne tenant compte que des incertitudes statistiques et celui tenant compte de l'ensemble des incertitudes systématiques, pour les points de masse de boson W'_R de 1, 2 et 3 TeV.

Bibliographie

- [1] A. Purcell, *Go on a particle quest at the first CERN webfest*, Cern Bulletin BUL-NA-2012-269 (2012) no. 35, 10, <https://cds.cern.ch/record/1473657/>.
- [2] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) no. 1, 1–29.
- [3] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) no. 1, 30–61.
- [4] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, vol. 1. Cambridge University Press, 1995.
- [5] A. Einstein, *Does the Inertia of a Body Depend Upon its Energy-Content*, *Annalen der Physik* **323** no. 113, 639–641.
- [6] L. Landau and E. Lifshitz, *Mechanics*. Butterworth-Heinemann, 1976.
- [7] C. N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, *Phys. Rev.* **96** (1954) 191–195.
- [8] E. Noether, *Invariante Variationprobleme*, *Nachrichten der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen* **2** (1918) 235–257.
- [9] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons : An Introduction Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [10] G. 't Hooft and M. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, *Nucl. Phys. B* **44** (1972) 189–213.
- [11] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214–215.
- [12] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking*, .
<http://cds.cern.ch/record/570209>.
- [13] Particle Data Group Collaboration, *Review of Particle Physics*, *Chinese Physics C* **38** (2014) 090001.
- [14] R. Gupta, *Introduction to lattice QCD : Course*, in *Probing the standard model of particle interactions. Proceedings, Summer School in Theoretical Physics, NATO Advanced Study Institute, 68th session, Les Houches, France, July 28-September 5, 1997. Pt. 1, 2*, pp. 83–219. 1997. [arXiv:hep-lat/9807028](https://arxiv.org/abs/hep-lat/9807028) [[hep-lat](#)].
- [15] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413–1415.
- [16] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, *Phys. Rev.* **109** (1958) 1015–1017.
- [17] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, *Broken Symmetries*, *Phys. Rev.* **127** (1962) 965–970.
- [18] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) no. 4, 579 – 588.
- [19] UA1 Collaboration, *Experimental Observation of Events with Large Missing Transverse Energy Accompanied by a Jet Or a Photon(s) in p anti-p Collisions at $\sqrt{s} = 540$ GeV*, *Phys. Lett. B* **139** (1984) 115.
- [20] UA1 Collaboration, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, *Phys. Lett. B* **126** (1983) no. 5, 398–410.

- [21] UA2 Collaboration, *Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider*, *Phys. Lett. B* **122** (1983) 476–485.
- [22] UA2 Collaboration, *Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN pp collider*, *Phys. Lett. B* **129** (1983) no. 1, 130–140.
- [23] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–323.
- [24] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509.
- [25] ATLAS, CMS Collaboration, *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, [arXiv:1503.07589 \[hep-ex\]](#).
- [26] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531–533.
- [27] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, *Progress of Theoretical Physics* **49** (1973) no. 2, 652–657.
- [28] M. Baak, J. Cúth, J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Mönig, M. Schott, and J. Stelzer, *The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) no. 9, .
- [29] SDSS Collaboration, M. Betoule et al., *Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples*, *Astron. Astrophys.* **568** (2014) A22.
- [30] E. Corbelli and P. Salucci, *The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **311** (2000) 441–447.
- [31] Y. Fukuda et al., *Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande’s First 300 Days*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1158–1162.
- [32] Y. Gershtein, M. Luty, M. Narain, L. T. Wang, D. Whiteson, et al., *Working Group Report : New Particles, Forces, and Dimensions*, [arXiv:1311.0299 \[hep-ex\]](#).
- [33] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, [arXiv:hep-ph/9709356 \[hep-ph\]](#).
- [34] H.-C. Cheng, *2009 TASI Lecture – Introduction to Extra Dimensions*, [arXiv:1003.1162 \[hep-ph\]](#).
- [35] G. Branco, P. Ferreira, L. Lavoura, M. Rebelo, M. Sher, et al., *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, *Phys. Rept.* **516** (2012) 1–102.
- [36] J. C. Pati and A. Salam, *Lepton Number as the Fourth Color*, *Phys. Rev. D* **10** (1974) 275–289.
- [37] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, *Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation*, *Phys. Rev. D* **11** (1975) 566–571.
- [38] G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, *Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation of Parity*, *Phys. Rev. D* **12** (1975) 1502.
- [39] CDF Collaboration, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631.
- [40] D0 Collaboration, *Observation of the Top Quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637.
- [41] ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaboration, *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, [arXiv:1403.4427 \[hep-ex\]](#).
- [42] D. J. Muller and S. Nandi, *Top flavor : A Separate SU(2) for the third family*, *Phys. Lett. B* **383** (1996) 345–350.

- [43] E. Malkawi, T. M. Tait, and C. Yuan, *A Model of Strong Flavor Dynamics for the Top Quark*, *Phys. Lett. B* **385** (1996) 304.
- [44] *Summary of ATLAS and CMS measurements of the single top production cross-sections in various channels as a function of the center of mass energy*, ATLAS Public Web Page. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/TOP/>.
- [45] D0 Collaboration, *Measurements of single top quark production cross sections and $|V_{tb}|$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 112001.
- [46] T. M. P. Tait and C. P. Yuan, *Single top quark production as a window to physics beyond the standard model*, *Phys. Rev. D* **63** (2000) 014018.
- [47] G. Burdman, B. A. Dobrescu, and E. Ponton, *Resonances from two universal extra dimensions*, *Phys. Rev. D* **74** (2006) 075008.
- [48] H.-C. Cheng, C. T. Hill, S. Pokorski, and J. Wang, *The Standard model in the latticized bulk*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 065007.
- [49] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, *Bounds on universal extra dimensions*, *Phys. Rev. D* **64** (2001) 035002.
- [50] M. Perelstein, *Little Higgs models and their phenomenology*, *Progress in Particle and Nucl. Phys.* **58** (2007) 247–291.
- [51] C. M. Magass, *Search for New Heavy Charged Gauge Bosons*. PhD thesis, Aachen, Germany, 2007. <http://inspirehep.net/record/766997>.
- [52] D. Kim, Y. Oh, and S. C. Park, *W' in new physics models at the LHC*, [arXiv:1109.1870](https://arxiv.org/abs/1109.1870) [[hep-ph](#)].
- [53] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, and M. Perfilov, *Interference between W' and W in single-top quark production processes*, *Phys. Lett. B* **655** (2007) 245–250.
- [54] CDF Collaboration, *Search for a new heavy gauge boson W' with electron + missing E_T event signature in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 031102.
- [55] CDF Collaboration, *Search for the Production of Narrow t anti- b Resonances in 1.9 fb^{-1} of p anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 041801.
- [56] CDF Collaboration, *Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $s^{1/2} = 1.96$ -TeV*, *Phys. Rev. D* **79** (2009) 112002.
- [57] CDF Collaboration, *Search for WW and WZ Resonances Decaying to Electron, Missing E_T , and Two Jets in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 241801.
- [58] D0 Collaboration, *Search for W' bosons decaying to an electron and a neutrino with the D0 detector*, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 031804.
- [59] D0 Collaboration, *Search for $W' \rightarrow tb$ resonances with left- and right-handed couplings to fermions*, *Phys. Lett. B* **699** (2011) 145–150.
- [60] D0 Collaboration, *Search for Resonant WW and WZ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 011801.
- [61] ATLAS Collaboration, *Search for new particles in events with one lepton and missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *JINST* **1409** (2014) 037.
- [62] ATLAS Collaboration, *Search for in the lepton plus jets final state in proton–proton collisions at a centre-of-mass energy of with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **743** (2015) no. 0, 235–255.
- [63] ATLAS Collaboration, *Search for resonant diboson production in the $\ell\ell q\bar{q}$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) no. 2, 69.

- [64] CMS Collaboration, *Search for physics beyond the standard model in final states with a lepton and missing transverse energy in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Rev. D* **91** (2015) no. 9, 092005.
- [65] CMS Collaboration, *Search for $W' \rightarrow tb$ decays in the lepton + jets final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *JINST* **1405** (2014) 108.
- [66] CMS Collaboration, *Search for Narrow Resonances using the Dijet Mass Spectrum with 19.6fb⁻¹ of pp Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-EXO-12-059, CERN, Geneva, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1519066>.
- [67] CMS Collaboration, *Search for massive WH resonances decaying to $l\nu b\bar{b}$ final state in the boosted regime at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Tech. Rep. CMS-PAS-EXO-14-010, CERN, Geneva, 2015. <http://cds.cern.ch/record/2002903>.
- [68] Y. Zhang, H. An, X. Ji, and R. Mohapatra, *Right-handed quark mixings in minimal left-right symmetric model with general CP violation*, *Phys. Rev. D* **76** (2007) 091301.
- [69] J. F. Bueno and Others, *Precise measurement of parity violation in polarized muon decay*, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 032005.
- [70] G. Prezeau, M. Ramsey-Musolf, and P. Vogel, *Neutrinoless double beta decay and effective field theory*, *Physial Review D* **68** (2003) 034016.
- [71] L. R. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08001.
- [72] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev. D* **82** (2010) 074024.
- [73] *Integrated luminosity summary plots for 2011-2012 data taking and multiple year collision plots*, ATLAS Public Web Page. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [74] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/391176/>.
- [75] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. <http://cdsweb.cern.ch/record/391177/>.
- [76] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331063/>.
- [77] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331064/>.
- [78] ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. <http://cds.cern.ch/record/381263>.
- [79] ATLAS Collaboration, *Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-128, CERN, Geneva, Sep, 2011. <http://cds.cern.ch/record/1383793>.
- [80] *ATLAS central solenoid : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331067/>.
- [81] ATLAS Collaboration, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, [arXiv:0901.0512 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0901.0512).
- [82] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [83] *ATLAS Detector Status*, ATLAS Public Web Page. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsATLASDetector>.
- [84] *ATLAS calorimeter performance : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331059/>.

- [85] *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331061/>.
- [86] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. <http://cdsweb.cern.ch/record/331062/>.
- [87] A. Artamonov, D. Bailey, G. Belanger, M. Cadabeschi, T. Chen, et al., *The ATLAS forward calorimeters*, **JINST** **3** (2008) P02010.
- [88] ATLAS Collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data*, Eur. Phys. J. C (2014) no. arXiv :1407.5063. CERN-PH-EP-2014-153, 74. 51 p. <http://cds.cern.ch/record/1125884/files/CERN-OPEN-2008-020.pdf>.
- [89] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. <http://cdsweb.cern.ch/record/331068/>.
- [90] *ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. <http://cdsweb.cern.ch/record/381429/>.
- [91] ATLAS Collaboration, *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003. <http://cds.cern.ch/record/616089/>.
- [92] ATLAS Collaboration, *ATLAS Computing : technical design report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2005. <http://cds.cern.ch/record/837738>.
- [93] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008. <http://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [94] O. Arnaez, *Towards a measurement of the Z-boson inclusive production cross section in the electronic channel in the ATLAS experiment. Commissioning of the electromagnetic calorimeter with the first data*. PhD thesis, Annecy-le-Vieux, France, 2010. <http://cds.cern.ch/record/1309894>.
- [95] *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2012 LHC proton-proton collision data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-032, CERN, Geneva, Jun, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1706245>.
- [96] ATLAS Collaboration, *Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-047, CERN, Geneva, May, 2012. <http://cds.cern.ch/record/1449796>.
- [97] T. Lagouri, D. Adams, K. A. Assamagan, M. Biglietti, G. Carlino, G. Cataldi, F. Conventi, A. Farilla, Y. Fisyak, S. Goldfarb, E. Gorini, K. Mair, L. Merola, A. Nairz, A. Poppleton, M. Primavera, S. Rosati, S. Shank, S. Spagnolo, S. Spogli, G. D. Stavropoulos, M. Verducci, and T. Wenaus, *A Muon Identification and Combined Reconstruction Procedure for the ATLAS Detector at the LHC at CERN*, . <http://cds.cern.ch/record/681410>.
- [98] ATLAS Collaboration, *Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data*, **Eur.Phys.J. C** **74** (2014) no. 11, 3130.
- [99] M. Cacciari and G. P. Salam, *Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder*, **Phys.Lett. B** **641** (2006) 57–61.
- [100] Y. L. Dokshitzer, G. Leder, S. Moretti, and B. Webber, *Better jet clustering algorithms*, **JHEP** **9708** (1997) 001.
- [101] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm*, **JHEP** **0804** (2008) 063.

- [102] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector*, Tech. Rep. CERN-PH-EP-2013-222, CERN, Geneva, May, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1705576>.
- [103] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Catchment Area of Jets*, **JHEP** **0804** (2008) 005.
- [104] *Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Geneva, Aug, 2013. <http://cds.cern.ch/record/1570994>.
- [105] *Jet energy scale uncertainty measured with 8TeV data*, ATLAS JetEtmis performance group public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmisApproved2013JESUncertainty>.
- [106] ATLAS Collaboration, *Measurement of the b-tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb^{-1} of Data from the ATLAS Detector*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-043, CERN, Geneva, March, 2012. <http://cds.cern.ch/record/1435197>.
- [107] B. Clément, *Electroweak production of the top quark in the Run II of the Dzero experiment*. PhD thesis, April, 2006. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00069608>.
- [108] *Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-046, CERN, Geneva, Jul, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1741020>.
- [109] *Flavour tagging public results - Collision data plots*, ATLAS Flavour tagging performance group public results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/FlavourTaggingPublicResultsCollisionData>.
- [110] *Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-082, CERN, Geneva, Aug, 2013. <http://cds.cern.ch/record/1570993>.
- [111] *Pile-up Suppression in Missing Transverse Momentum Reconstruction in the ATLAS Experiment in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-019, CERN, Geneva, May, 2014. <https://cds.cern.ch/record/1702055>.
- [112] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, **Eur. Phys. J. C** **70** (2010) no. CERN-PH-EP-2010-044, 823–874. 53 p.
- [113] J. Chapman, P. Clark, M. Duehrssen, M. Elsing, D. Froidevaux, R. Harrington, R. Jansky, R. Langenberg, R. Mandrysch, Z. Marshall, E. Ritsch, and A. Salzburger, *Concepts and Plans towards fast large scale Monte Carlo production for the ATLAS Experiment*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PROC-2013-004, CERN, Geneva, 2013. <http://cds.cern.ch/record/1604507>.
- [114] ATLAS Collaboration, *The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim*, Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2010-013, CERN, Geneva, 2010. <http://cds.cern.ch/record/1300517>.
- [115] K. Cranmer, *The ATLAS Analysis Architecture*, ATL-SLIDE-2007-028. <https://cdsweb.cern.ch/record/1047631>.
- [116] P. Mato, *GAUDI-Architecture design document*, LHCb-98-064. <https://cdsweb.cern.ch/record/691746>.
- [117] F. Caravaglios, M. L. Mangano, M. Moretti, and R. Pittau, *A New approach to multijet calculations in hadron collisions*, **Nucl.Phys. B** **539** (1999) 215–232.
- [118] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, **JHEP** **0307** (2003) 001.
- [119] B. P. Kersevan and E. Richter-Was, *The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, **Comput. Phys. Commun.** **184** (2013) 919–985.

- [120] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, and T. Stelzer, *MadGraph 5 : Going Beyond*, **JHEP** **1106** (2011) 128.
- [121] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, **JHEP** **0206** (2002) 029.
- [122] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production*, **JHEP** **0308** (2003) 007.
- [123] P. Nason, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, **JHEP** **0411** (2004) 040.
- [124] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method*, **JHEP** **0711** (2007) 070.
- [125] S. Frixione, P. Nason, and G. Ridolfi, *A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, **JHEP** **0709** (2007) 126.
- [126] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, **Comput. Phys. Commun.** **178** (2008) 852–867.
- [127] G. Corcella, I. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al., *HERWIG 6.5 release note*, [arXiv:hep-ph/0210213](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0210213) [hep-ph].
- [128] GEANT4 Collaboration, *GEANT4 : A simulation toolkit*, **Nucl. Instrum. Meth. A** **506** (2003) 250–303.
- [129] K. Edmonds, S. Fleischmann, T. Lenz, C. Magass, J. Mechnich, and A. Salzburger, *The Fast ATLAS Track Simulation (FATRAS)*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PUB-2008-001, CERN, Geneva, 2008. <http://cds.cern.ch/record/1091969/>.
- [130] M. Duehrssen and K. Jakobs, *Study of Higgs bosons in the WW final state and development of a fast calorimeter simulation for the ATLAS experiment*. PhD thesis, Freiburg University, Freiburg, 2009.
- [131] J. Shelton, *Jet Substructure*, **Proceedings of Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics : Searching for New Physics at Small and Large Scales (TASI 2012)** (2013) 303–340.
- [132] *Performance of the Fast ATLAS Tracking Simulation (FATRAS) and the ATLAS Fast Calorimeter Simulation (FastCaloSim) with single particles*, Tech. Rep. ATL-SOFT-PUB-2014-001, CERN, Geneva, 2014. <http://cds.cern.ch/record/1669341/>.
- [133] Y. Coadou, *Proceeding of the third edition of the IN2P3 School Of Statistics - SOS 2012 : Boosted decision trees and Applications*, **EPJ Web of Conferences** **55** (2013) 113–134.
- [134] L. Breiman, J. Friedman, R. Olshen, and C. Stone, *Classification and Regression Trees*. The Wadsworth and Brooks-Cole statistics-probability series. Taylor & Francis, Monterey, CA, 1984.
- [135] I. Kononenko, *Inductive and Bayesian learning in medical diagnosis*, **Applied Artificial Intelligence** **7** (1993) 317–337.
- [136] C. Gini, *Variabilità e Mutabilità (1912)*, reprinted in *Memorie di Metodologica Statistica*. E. Pizetti and T. Salvemini : Libreria Eredi Virgilio Veschi, Rome, 1955.
- [137] R. Schapire, *The strength of weak learnability*, **Machine Learning** **5** (1990) no. 2, 197–227.
- [138] Y. Freund, *Boosting a Weak Learning Algorithm by Majority*, **Information and Computation** **121** (1995) no. 2, 256 – 285.
- [139] Y. Freund and R. E. Schapire, *A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting*, **J. Comput. System Sci.** **55** (1997) no. 1, 119 – 139.

- [140] Y. Freund and R. E. Schapire, *Experiments with a New Boosting Algorithm*, in *Proceedings of the Thirteenth International Conference on Machine Learning (ICML 1996)*, L. Saitta, ed., pp. 148–156. Morgan Kaufmann, 1996.
<http://www.biostat.wisc.edu/~kbroman/teaching/statgen/2004/refs/freund.pdf>.
- [141] A. Höcker et al., *TMVA : Toolkit for multivariate data analysis*, PoS **ACAT** (2007) 040, [arXiv:physics/0703039 \[physics\]](#).
- [142] A. L. Read, *Presentation of search results : the CL_s technique*, *J. Phys. G* **28** (2002) no. 10, 2693–2704.
- [143] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **434** (1999) no. 2-3, 435–443.
- [144] R. J. Barlow, *Statistics : A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Manchester Physics Series. John Wiley & Sons, West Sussex, July 1989.
- [145] E. Busato, D. Calvet, and T. Theveneaux-Pelzer, *OpTHyLiC : an Optimised Tool for Hybrid Limits Computation*, [arXiv:1502.02610 \[hep-ex\]](#).
- [146] R. D. Cousins and V. L. Highland, *Incorporating systematic uncertainties into an upper limit*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **320** (1992) no. 1, 331 – 335.
- [147] ATLAS Collaboration, *Search for tb resonances in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 081801.
- [148] CMS Collaboration, *Search for a W' boson decaying to a bottom quark and a top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *Phys. Lett. B* **718** (2013) 1229–1251.
- [149] ATLAS Collaboration, *Search for $W' \rightarrow tb \rightarrow qqbb$ Decays in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector*, [arXiv:1408.0886 \[hep-ex\]](#).
- [150] D. Duffy and Z. Sullivan, *Model independent reach for W -prime bosons at the LHC*, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 075018.
- [151] Z. Sullivan, *Fully differential W production and decay at next-to-leading order in QCD*, *Phys. Rev. D* **66** (2002) 075011.
- [152] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, and B. Fuks, *FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology*, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2250–2300.
- [153] J. Pumplin et al., *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, *JHEP* **0207** (2002) 012.
- [154] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s -channel single top quark production*, *Phys. Rev. D* **81** (2010) 054028.
- [155] *Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group*, Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group.
<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/>.
- [156] M. Cacciari, M. Czakon, M. Mangano, A. Mitov, and P. Nason, *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, *Phys. Lett. B* **710** (2012) 612–622.
- [157] M. Beneke, P. Falgari, S. Klein, and C. Schwinn, *Hadronic top-quark pair production with NNLL threshold resummation*, *Nucl. Phys. B* **855** (2012) 695–741.
- [158] P. Baernreuther, M. Czakon, and A. Mitov, *Percent Level Precision Physics at the Tevatron : First Genuine NNLO QCD Corrections to $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} + X$* , *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 132001.
- [159] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, *Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$* , *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 252004.

- [160] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top pair production at hadron colliders : the quark-gluon reaction*, **JHEP** **1301** (2013) 080.
- [161] M. Czakon and A. Mitov, *NNLO corrections to top-pair production at hadron colliders : the all-fermionic scattering channels*, **JHEP** **1212** (2012) 054.
- [162] M. Czakon and A. Mitov, *Top++ : A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders*, **arXiv:1112.5675**.
- [163] N. Kidonakis, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, **Phys.Rev. D** **83** (2011) 091503.
- [164] N. Kidonakis, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-*, **Phys.Rev. D** **82** (2010) 054018.
- [165] N. Kidonakis, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, **Phys.Rev. D** **81** (2010) 054028.
- [166] ATLAS Collaboration, *Estimation of Fake Lepton Background for Top Analyses Using the $\sqrt{s} = 8$ TeV Dataset*, ATL-COM-PHYS-2013-1100. <https://cds.cern.ch/record/1571043>.
- [167] B. Acharya et al., *Estimation of the W+Jets Background for Top Quark Re-Discovery in the Single Lepton+Jets Channel*, ATL-PHYS-INT-2010-136. <http://cds.cern.ch/record/1312980/>.
- [168] ATLAS Collaboration, *Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, **Eur. Phys. J. C** **73** (2013) 2304.
- [169] ATLAS Collaboration, *Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector*, **Eur. Phys. J. C** **73** (2013) 2306.
- [170] S. Frixione et al., *Single-top hadroproduction in association with a W boson*, **JHEP** **0807** (2008) 029.
- [171] J. Alwall et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, **JHEP** **1407** (2014) 079.
- [172] ATLAS Collaboration, *Measurement of $t\bar{t}$ production with a veto on additional central jet activity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector*, **Eur. Phys. J. C** **72** (2012) 2043.
- [173] M. Botje et al., *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, **arXiv:1101.0538**.
- [174] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Uncertainties on $\alpha(S)$ in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections*, **Eur. Phys. J. C** **64** (2009) 653–680.
- [175] R. D. Ball et al., *A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties*, **Nucl. Phys. B** **838** (2010) 136–206.
- [176] M. Cacciari et al., *Top-pair production at hadron colliders with next-to-next-to-leading logarithmic soft-gluon resummation*, **Phys.Lett. B** **710** (2012) 612–622.
- [177] ATLAS Collaboration, *Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel*, **Phys. Lett. B** **711** (2012) 244–263.
- [178] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, and A. D. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, **JHEP** **0307** (2003) 001.
- [179] G. Corcella et al., *HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)*, **JHEP** **0101** (2001) 010.
- [180] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, **JHEP** **0902** (2009) 007.

- [181] ATLAS Collaboration, *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC*, **Eur. Phys. J. C** **73** (2013) 2518.
- [182] Z. Sullivan, *How to rule out little Higgs (and constrain many other models) at the LHC*, [arXiv:hep-ph/0306266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0306266) [**hep-ph**].
- [183] T. Flacke, A. Menon, and Z. Sullivan, *Constraints on UED from W' searches*, **Phys. Rev.** **D86** (2012) 093006.
- [184] G. Senjanović and V. Tello, *Right-Handed Quark Mixing in Left-Right Symmetric Theory*, **Phys. Rev. Lett.** **114** (2015) 071801.
- [185] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model*, **Phys. Rept.** **459** (2008) 1–241.
- [186] H. E. Logan and D. MacLennan, *Charged Higgs phenomenology in the flipped two Higgs doublet model*, **Phys. Rev.** **D81** (2010) 075016.
- [187] D. Eriksson, J. Rathsman, and O. Stal, *2HDMC : Two-Higgs-Doublet Model Calculator Physics and Manual*, **Comput. Phys. Commun.** **181** (2010) 189–205.
- [188] S. Gavin and W. Andreas, *Collider Reach : A quick estimate of the relation between the mass reaches of different proton-proton collider setups.*, Collider Reach Web Page. <http://collider-reach.web.cern.ch>.

Abstract

The research work carried out during this Ph.D thesis has been performed in the context of the ATLAS experiment, one of the four major LHC experiments, and was primarily dedicated to the search for a new charged heavy gauge boson, called W' and predicted by many extensions of the Standard Model of particle physics.

This manuscript presents a search for W' boson decaying into a top and a bottom quark through an effective coupling approach, in the lepton plus jets final states. This search is performed with 20.3 fb^{-1} of proton-proton collision data, produced by the LHC with a center-of-mass energy of 8 TeV and collected by the ATLAS detector in 2012. Several scenarios are considered where the W' boson can couple to left-handed (W'_L) or right-handed (W'^R) fermions. A multivariate techniques based on boosted decision trees is used to search for an excess of W' signal process in the recorded data. No excess is observed beyond the experimental uncertainties for the data analysed so far. A statistical analysis is performed in order to extract exclusion limits on the mass and the production cross section of the particle. Masses below 1.92, 1.80 and 1.70 TeV are excluded, respectively for W'_R and W'_L bosons taking into account or not interference effects. These exclusion limits on the production cross section are also reinterpreted in terms of exclusion limits on the effective coupling g'/g of the particle. The lowest exclusion limits observed on the ratio g'/g are equal to 0.20 and 0.16, respectively, for W'_R and W'_L searches, and are obtained for a $W'_{R/L}$ mass of 0.75 TeV.

A search for charged Higgs boson decaying into a top and a bottom quark is presented in this manuscript. This search is based on an effective coupling approach describing a type II Two Doublet Higgs Model. It reuses the analysis infrastructure developed for the W' search and is completed by phenomenological studies related to the production cross section calculation for the process and the characterisation of the resonance width effects affecting the analysis. Preliminary results on the excluded cross section limits $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ show that the analysis is not able to exclude a signal a H^+ boson for all theoretical scenarios considered, due to low production cross sections predicted.

In parallel of these activities, several developments have been performed on the fast simulation of the ATLAS calorimeter system in order to overcome its limitations. In particular, a new parametrisation and fast simulation model for the energy response of the calorimeter is presented in this manuscript. This model, still under development, shows encouraging results for simulated single pion event and allows to reduce considerably the memory footprint of the parametrisation compared to previous versions of FastCaloSim, while enabling future reparametrisations to be faster and automated.

Keywords : ATLAS, LHC, New Physics, W' , H^+ , top quark, effective approach, 2HDM, multivariate analysis, Boosted Decision Trees (BDT), CL_s method, ATLAS fast detector simulation, calorimetry.

Résumé

Le travail de recherche réalisé au cours de cette thèse s'inscrit dans le contexte de l'expérience ATLAS, l'une des quatre grandes expériences auprès du collisionneur LHC. Il fut principalement dédié à la recherche de nouveaux bosons de jauge lourds chargés, appelé W' et prédits par de nombreuses extensions du Modèle Standard de la physique des particules.

Ce manuscrit présente une recherche du boson W' se désintégrant en un quark top et un quark beau à travers une approche de couplage effectif, dans des états finals de désintégrations leptoniques du quark top. Cette recherche fut réalisée avec 20.3 fb^{-1} de données de collision proton-proton, produits par le LHC à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et collectées par le détecteur ATLAS en 2012. Plusieurs scénarios d'études sont envisagés où le boson W' se couple soit à des fermions de chiralité gauche (W'_L) soit de chiralité droite (W'_R). Une technique d'analyse multivariée utilisant des arbres de décision boostés (BDT) est utilisée afin de mettre évidence un excès de processus de signal dans les données enregistrées. Aucun excès n'est observé au-delà des incertitudes expérimentales pour la statistique de données analysées jusque-là. Une analyse statistique est réalisée afin d'extraire des limites d'exclusion sur la masse et la section efficace de production de la particule. Des masses inférieures à 1.92, 1.80 et 1.70 TeV furent exclues respectivement pour des bosons W'_R et W'_L , en tenant compte ou non d'effets d'interférence. Les limites d'exclusion sur les sections efficaces de production sont réinterprétées en matière de limite d'exclusion sur le couplage effectif g'/g de la particule. Les limites d'exclusion les plus basses observées sur le rapport g'/g , respectivement de 0.20 et 0.16 pour les recherches de bosons W'_R et W'_L , furent obtenues pour une masse de boson $W'_{R/L}$ de 0.75 TeV.

Une recherche de bosons de Higgs chargés se désintégrant en un quark top et un quark beau est également présentée dans ce manuscrit. Cette dernière repose sur une approche de couplage effectif décrivant un modèle à deux doublets de Higgs de type II. Cette analyse réutilise l'infrastructure développée pour la recherche du boson W' est complétée d'études phénoménologiques liées au calcul de la section efficace de ce processus ainsi que sur la caractérisation des effets de largeur de la résonance recherchée. Les premiers résultats obtenus sur la limite d'exclusion sur la section efficace de production $pp \rightarrow H^+ \rightarrow t\bar{b}$ montrent toutefois que cette analyse ne semble pas être en mesure d'exclure un signal de boson H^+ pour l'ensemble des scénarios théoriques considérés, compte tenu des faibles sections efficaces de production prédites.

En parallèle de ces activités, des développements ont été réalisés pour la simulation rapide du système de calorimétrie FastCaloSim du détecteur ATLAS afin de pallier ses limitations. En particulier, un nouveau modèle de paramétrisation et de simulation rapide de la réponse en énergie du système de calorimétrie est présenté dans ce manuscrit. Ce modèle, toujours en développement, montre des résultats très encourageant pour la simulation d'événements à pion unique et permet de réduire considérablement l'empreinte mémoire de la paramétrisation en comparaison avec des versions précédentes de FastCaloSim, tout en permettant aux futures reparamétrisations d'être plus rapides et automatisées.

Mots clés : ATLAS, LHC, Nouvelle Physique, W' , H^+ , quark top, approche effective, 2HDM, analyse multivariée, arbres de décision boostés (BDT), méthode CL_s , simulation rapide du détecteur ATLAS, calorimétrie.
